第64卷 第3期 天 文 学 报 Vol. 64 No. 3
2023年5月 ACTA ASTRONOMICA SINICA May, 2023

doi: 10.15940/j.cnki.0001-5245.2023.03.012

空间等离子体中相干射电辐射过程的粒子模拟研究*

周晓伟† 吴德金‡ 陈 玲

(中国科学院紫金山天文台 南京 210023)

摘要 射电辐射机制, 尤其是射电暴发现象的相干辐射机制, 是天体物理中最复杂、争议最多的电磁辐射机制. 由于受到多重物理因素相互牵连的复杂影响, 相干射电辐射机制的理论研究存在很大的难度, 长期以来在等离子体辐射和电子回旋脉泽辐射这两类相干辐射机制间争议一直不断. 近年来, 人们开始尝试将粒子数值模拟方法应用于相干射电辐射机制的研究, 并已经取得了一些积极的进展. 本文将着重介绍近年来的粒子模拟研究工作及其取得的主要进展, 并对现存的一些问题和困难进行简要评述.

关键词 等离子体, 波, 辐射机制: 非热, 方法: 数值

中图分类号: P144; **文献标识码**: A

1 引言

射电天文学始于20世纪30年代美国年轻的电信工程师Jansky的开创性工作. 二战后该领域得到了迅速发展, 并在短短的几年时间内探测到了各种各样的宇宙射电源, 像太阳、银河系中心、超新星遗迹和射电星系等. 特别是, 有关太阳射电暴发现象的观测研究发现, 它们不仅具有高度的非热特征, 即其辐射亮温度$T_{\rm B}$远大于辐射源电子的动力学[1]热温度$T_{\rm e}$, 而且经常呈现具有漂移特征的动力学谱和基波-谐波对的双带结构. 这意味着这类暴发辐射现象应该主要由相干的等离子体集体辐射过程产生, 它们可以通过在等离子体特征频率及其谐频附近的等离子体不稳定性激发[1–3]. 目前被广泛研究的射电相干辐射机制主要有两类, 即基于电子等离子体频率附近朗缪尔波的波-波非线性不稳定性激发过程的等离子体辐射(plasma emission)机制[4]和基于电子回旋频率附近横电磁波的线性电子回旋脉泽不稳定性激发的电子回旋脉泽辐射(Electron Cyclotron Maser Emission, ECME)机制[5–7].

等离子体辐射机制由Ginzburg等[4]首先提出, 图1的流程图展示了其基本物理图像. 其中至少包括4个基本物理过程[3]: 首先由高能电子束流直接激发朗缪尔波(L, 见文献[8]的3.2节); 然后激发的朗缪尔波与离子声波(S)的波-波非线性相互作用产生频率在等离子体频率$\omega_{\rm pe}$附近的基频射电辐射(T) (即$\rm L \pm S \to T$); 同时, 朗缪尔波与离子声波

2022-12-02收到原稿, 2023-01-12收到修改稿

*国家自然科学基金项目(12003073、42174195、11873018、41531071)资助

†zhouxw@pmo.ac.cn

‡djwu@pmo.ac.cn

[1]此处“动力学”一词, 来自英文单词“kinetic”的翻译, 其英文原意表示“运动引起的”、“与运动有关的”等意思, 应用在物理学领域, 主要描述“由于粒子运动引起系统时间演化”等相关的物理现象. 近年来, 也有一些作者用“动理学”代替这一传统翻译, 以便与“dynamic”一词的翻译“动力学”相区分, 不过在中文表述里, “理”通常是表述各种“静态”关系的词, 如“纹理”、“道理”、“原理”等. 所以, 在本文中, 为了强调“时间演化”这一“动态”特性, 我们依然采用“动力学”一词来表述“kinetic”的含义.

的非线性耦合也会产生反向传播的朗缪尔波(L′) (即$\mathrm{L} \pm \mathrm{S} \rightarrow \mathrm{L}'$); 而两个反向传播的朗缪尔波通过非线性波-波耦合进一步在等离子体二次谐频附近产生谐频射电辐射($\mathrm{T_H}$) (即$\mathrm{L} + \mathrm{L}' \rightarrow \mathrm{T_H}$).

通过以上描述的基本物理图像不难发现, 在磁化等离子体中驱动等离子体辐射机制的自由能主要来自能够有效激发朗缪尔波的高能电子束流沿磁场方向上的平行能量, 因此要求高能电子束流具有布居数反转的平行动量分布函数$f(u_\parallel)$, 即$u_\parallel \mathrm{d}f(u_\parallel)/\mathrm{d}u_\parallel > 0$ (其中$u_\parallel$为电子动量在平行于磁场方向的分量). 自上世纪70年代以来, 针对行星际III型射电暴的卫星观测, 结合高能电子束流的卫星探测结果, 对等离子体辐射机制的适用性进行了大量的分析检验工作, 发现行星际III型射电暴与电子束之间确实存在较好的相关性, 但是关联的朗缪尔波强度却远低于等离子体辐射机制所要求的非线性激发阈值, 同时也没能观测到电子束平行动量分布具有“足够强”的布居数反转特征[9–10]. 尽管在随后的90年代, Cairns等人和Robinson等人发展了一系列更精致化的等离子体辐射机制, 提出了朗缪尔波的临界激发过程和背景密度涨落导致行星际III型射电暴的随机生长理论[10–13], 但等离子体辐射机制的基本困难并没有得到根本性的解决[3].

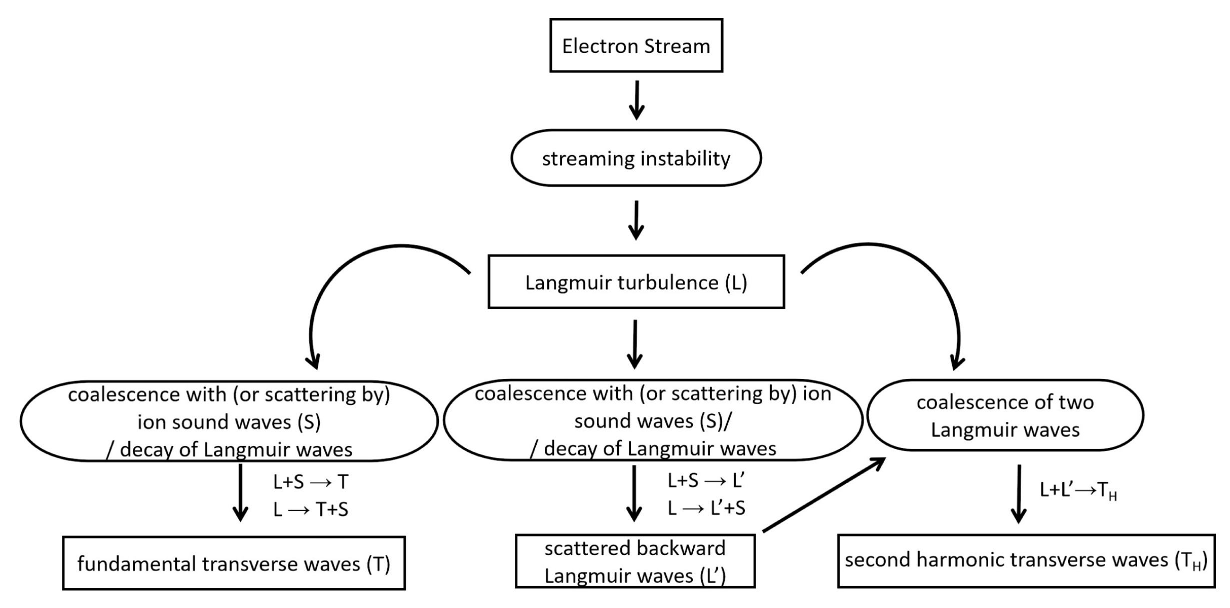


图 1 等离子体辐射理论的流程图. 注: 该图基于文献[3]的图2.

Fig. 1 Flow diagram for the theory of plasma emission. Note that this diagram was built up based on the Fig. 2 in Ref. [3].

相比于等离子体辐射机制, ECME机制的物理图像相对比较简单, 其中的基本物理过程是通过线性电子回旋脉泽不稳定性直接放大、激发回旋频率ω_{ce}及其谐频附近的横电磁波辐射[14–15]. 而且, ECME所产生的射电辐射的偏振特性既依赖于高能电子束的分布状态, 也与等离子体磁化环境的物理参量有密切联系, 因此既可以呈现为X模主导的右旋偏振, 也可以是O模主导的左旋偏振[16–17]. 不过, 有效地产生ECME需要两个前提条件: 一是背景等离子体环境必须是强磁化的, 以致电子回旋频率高于横电磁波穿过等离子体传播的截止频率, 即当地等离子体频率(亦即$\omega_{\mathrm{ce}} > \omega_{\mathrm{pe}}$)[18–20]; 另一个条件是高能电子束具有垂直动量($u_\perp$)布居数反转的速度分布($f(u_\perp)$), 即$\mathrm{d}f(u_\perp)/\mathrm{d}u_\perp > 0$, 如环形[21–22]、壳形[23]、损失锥形[24]、马蹄形[25]等形式的电子速度分布. 因为, 高能电子束回旋共振条件的相对论效应导致驱动回旋脉泽不稳定性的自由能主要来自高能电子在垂直于背景磁场方向上

的动能[14–15].

迄今为止, ECME机制作为地球极光千米波辐射[14, 22]和木星、土星等行星射电辐射[26]以及一些系外行星射电辐射[27–28]等行星磁层射电辐射现象的基本辐射机制已经得到了广泛验证和普遍认可, 取得了巨大成功[14–15]. 但是, 在应用到太阳射电暴发现象时, 局限于早期人们对太阳大气结构的认知, 却遭遇到了重重困难[29–30]. 直到本世纪初, 基于对日冕非均匀结构的新认知, Wu等人重新检验了ECME机制应用于解释太阳和行星际III型射电暴的可能性[31–33]. 近年来, Wu等人提出普遍存在于各种空间等离子体环境的湍动阿尔文波能够对ECME机制产生重要影响, 从而定性地改变其物理特性[34], 推动了ECME机制在各类太阳射电暴发现象的研究中的应用[35–37]. 在此基础上, Chen等人及Wu等人也进一步发展了一种包含高能电子束自生阿尔文波效应的新型ECME驱动机制[17, 38–39], 能够比较好地克服传统ECME机制应用到各类太阳射电暴发现象时所遇到的主要困难(详情可参见本专辑中唐建飞等人的综述文章[40]).

不过, 一方面由于相干辐射机制的工作效率比较敏感地依赖于辐射源区的等离子体环境, 而我们目前对太阳磁化等离子体大气物理参量及其分布状态的了解尚远远达不到足以判别不同辐射机制所需要的精准程度; 另一方面, 由于相干辐射机制通常比较容易受到其他未知波模等复杂因素的干扰和影响, 给理论模型的研究也带来了很大的不确定性. 因此, 近年来的一些研究开始引入对模型简化过程依赖性较低的粒子模拟方法, 即所谓的Particle-in-Cell (PIC)模拟, 对相干射电辐射机制进行模拟研究, 并取得了一些积极的进展. 在接下来的第2节中, 我们将对PIC模拟方法进行简要介绍. 随后的第3、4节分别介绍弱磁化和强磁化等离子体环境中相干射电辐射机制的PIC模拟研究及其主要结果. 第5节进一步对比分析弱磁化和强磁化等离子体情形下PIC模拟研究的结果, 并在最后的第6节进行简单的总结和讨论.

2 PIC数值模拟方法简介

所谓PIC模拟, 是一类基于等离子体粒子微观动力学运动方程进行直接自洽数值计算的方法, 也是研究空间无碰撞等离子体微观动力学过程的最好工具, 可以比较完整地再现等离子体的波-粒相互作用、波-波相互作用等非线性物理过程[41–44]. PIC数值模拟的代码最先由Buneman[45]和Dawson[46]在50年代末60年代初开发, 用于研究等离子体中粒子之间的电磁相互作用. 因此, 设计PIC数值模拟的初衷就是为了模拟等离子体中的动力学过程. 迄今为止, PIC数值模拟仍然是模拟再现无碰撞等离子体中各种动力学物理过程最方便的计算工具之一. PIC数值模拟的基本理论和应用在经典参考教科书中有很好的解释, 如Birdsall等[41]、Hockney等[47]以及其他有关PIC数值模拟的综述文章[48–52]. Birdsall在文献[53]中对PIC数值模拟代码的发展过程进行了回顾.

PIC数值模拟的核心就是数值求解麦克斯韦方程组((1)–(4)式)以及粒子的洛伦兹运动方程((5)式):

$$\nabla\cdot\vec{E}(\vec{x},t)=\frac{\rho(\vec{x},t)}{\epsilon_0}\,, \tag{1}$$

$$\nabla\cdot\vec{B}(\vec{x},t)=0\,, \tag{2}$$

$$\nabla\times\vec{E}(\vec{x},t)=-\frac{\partial\vec{B}(\vec{x},t)}{\partial t}\,, \tag{3}$$

$$\nabla\times\vec{B}(\vec{x},t)=\mu_0\vec{J}(\vec{x},t)+\mu_0\epsilon_0\frac{\partial\vec{E}(\vec{x},t)}{\partial t}\,, \tag{4}$$

$$m_\alpha\frac{\mathrm{d}\vec{v}(\vec{x},t)}{\mathrm{d}t}=q\left[\vec{E}(\vec{x},t)+\vec{v}(\vec{x},t)\times\vec{B}(\vec{x},t)\right]. \tag{5}$$

它们描述了电场$\vec{E}$、磁场$\vec{B}$以及粒子速度$\vec{v}$随时间t、空间$\vec{x}$的演化规律. 其中, q、m_α、ρ以及$\vec{J}$分别为粒子带电量、粒子质量、电荷密度以及电流, 而μ_0和ϵ_0则分别为真空介电常量和真空磁导率. Vay等[44]总结了PIC数值模拟中所涉及的各种数值计算方法.

PIC数值模拟方法的基本思想如图2所示. 首先, 模拟区域被划分为许多网格单元, 电磁场的信息仅分布于网格(单元的交叉)点, 即$(\vec{E},\vec{B})_j$ (其中j代表不同的网格点), 而计算粒子(M_p)则可处于模拟区域的任何位置(见图2 (a)). 然后, 采用“插

值(interpolation)"计算方法来获取粒子任意位置上的电磁场信息, 并通过插值得到的电磁场来进一步计算粒子在其位置上所受的洛伦兹力$\vec{F}_i$ (其中i代表不同的计算粒子), 见图2 (b)中的步骤1以及在该洛伦兹力作用下, 粒子于新时刻的速度$\vec{v}_i$和位置$\vec{x}_i$ (即图2 (b)中的步骤2). 接下来, 再通过对新时刻粒子位置、速度信息$(\vec{x}, \vec{v})_i$的插值, 可得到该时刻各个网格点上电荷与电流密度$(\rho, \vec{J})_j$的信息(即图2 (b)中的步骤3), 再将该电荷与电流密度信息代入麦克斯韦方程组进行数值积分, 以获得新时刻的电磁场信息$(\vec{E}, \vec{B})_j$ (即图2 (b)中的步骤4). 整个PIC数值模拟即是对上述4个步骤的循环往复, 直至模拟结束.

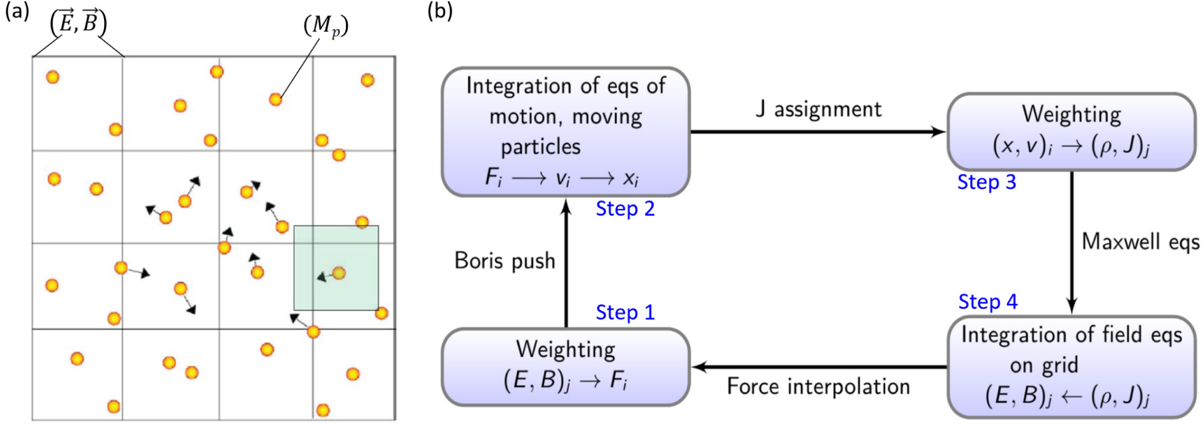


图 2 图(a): PIC数值模拟区域的示意图. 图(b): PIC数值模拟代码的基本运作流程[41].

Fig. 2 Panel (a): schematic diagram of a PIC simulation domain. Panel (b): main loop in a PIC code[41].

3 弱磁化等离子体中相干射电辐射机制的PIC模拟研究

对相干射电辐射机制、尤其是ECME机制影响最显著的背景等离子体参量是电子回旋频率和等离子体频率的比: $R_{\rm f} \equiv \omega_{\rm ce}/\omega_{\rm pe}$. 在频率比$R_{\rm f}$ < 1的弱磁化等离子体环境中, ECME机制将因为ECME的激发频率($\sim \omega_{\rm ce}$)低于横电磁波传播的截止频率($\omega_{\rm pe}$)而不能有效工作. 因此, 相干射电辐射的ECME机制只能在频率比$R_{\rm f} > 1$的强磁化等离子体环境中有效地产生射电暴发辐射, 而等离子体辐射机制原则上不受这个磁化条件的限制. 这里, 我们先介绍弱磁化等离子体中相干射电辐射机制的PIC模拟研究, 下一节再介绍强磁化等离子体中相干射电辐射机制PIC模拟研究的情况.

针对弱磁化等离子体($\omega_{\rm ce} = 0.01\omega_{\rm pe}$)背景, Kasaba等[54]分别采用1.5维(一维空间坐标、粒子动量和电磁场具有3分量)和2.5维(两维空间坐标、粒子动量和电磁场具有3分量)的PIC模拟方法, 研究了电子束激发二次谐波($2f_{\rm p}$)的强度对模拟维度以及对不同物理参量的依赖性. 图3展示了该研究的主要结果, 其中第1 (2)行为1.5 (2.5)维模拟结果.

图3 (a)、(b)列则通过电场分量E_x ((a)列)和磁场分量B_z ((b)列)的能量在平行于背景磁场的色散空间($k_x - \omega$)的分布来展示等离子体中静电波(ES)和电磁波(EM)的不同波模的激发情况(注: E_x和B_Z分别平行和垂直于背景磁场, 其主要分别存在于等离子体静电波和电磁波中), (c)–(f)列则展示了等离子体中几个被较强激发的静电波和电磁波(如: 朗缪尔波L、反向传播朗缪尔波L′等)的振幅(或激发强度)对背景离子质量$m_{\rm i}$ ((c)列)、背景离子温度$T_{\rm i}$ ((d)列)、电子束流速度$V_{\rm b}$ ((e)列)以及束流电子数密度$n_{\rm b}$ ((f)列)的依赖. 该研究发现静电二次谐波(ES $-$ $2f_{\rm p}$, 图3 (a)列)的产生不依赖于模拟空间的维度, 而电磁二次谐波(EM $-$ $2f_{\rm p}$)仅在二维的模拟中被激发(见图3 (b)列). 而且, 反向传播朗

缪尔波(L′)的激发不仅与背景离子的质量(m_i)和温度(T_i)有关(见图3 (c)、(d)列), 也依赖于低频电场(ES − LF, 可代表离子声波)的功率. 这意味着反向传播朗缪尔波的产生可能是正向传播朗缪尔波经由离子声波的感应衰变过程(即L + S → L′)产生的, 而不是经由朗缪尔波自发衰变过程(即L → L′ + S)产生的, 因为后者一般不依赖于离子声波的功率. 另外, 电子束流速度(V_b)和束流电子数密度(n_b)的增加都有利于正、反向朗缪尔波(L、L′)、二次谐频静电波(ES − 2f$_\mathrm{p}$)以及二次谐频电磁波(EM − 2f$_\mathrm{p}$)的激发(见图3 (e)、(f)列). 基于二次谐波的激发强度对不同物理参数的依赖性以及满足3波(波1、波2、波3)相互作用Manley-Rowe关系(即$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$, $\overrightarrow{k_1} + \overrightarrow{k_2} = \overrightarrow{k_3}$, 其中$\omega_i$和$\overrightarrow{k_i}$, $i = 1, 2, 3$ 分别为相互作用3个波的频率和波矢)的要求, Kasaba等[54]进一步指出: 二次谐频静电波产生于两个正向朗缪尔波的波-波耦合过程(即L + L → ES − 2f$_\mathrm{p}$); 而能量足够的正、反向朗缪尔波的波-波耦合则是产生二次谐频电磁波(即L + L′ → EM − 2f$_\mathrm{p}$)的基础.

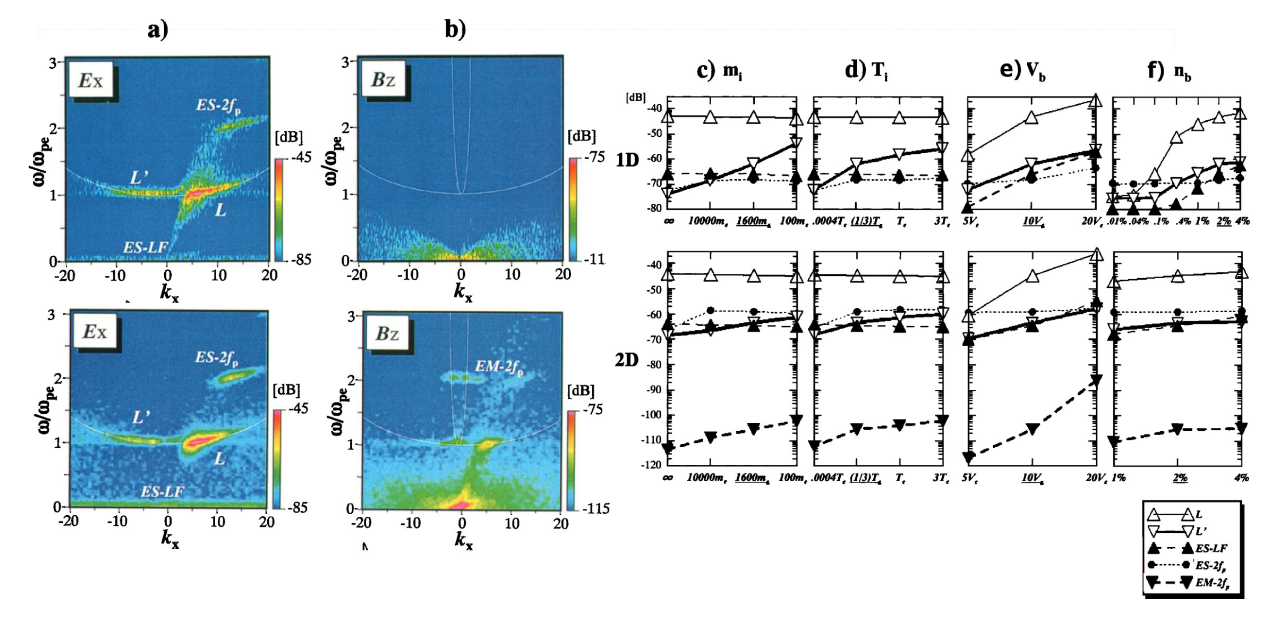


图 3 电场分量E_x ((a)列)和磁场分量B_z ((b)列)的能量在平行于背景磁场的色散空间($k_x - \omega$)的分布. (c)–(f)列: 被激发的朗缪尔波(L)、反向传播朗缪尔波(L′)、频率小于$0.1\omega_\mathrm{pe}$的低频静电噪音(ES − LF)、二次谐频静电波(ES − 2f$_\mathrm{p}$)以及二次谐频电磁波(EM − 2f$_\mathrm{p}$)的振幅对背景离子质量m_i ((c)列)、背景离子温度T_i ((d)列)、电子束流速度V_b ((e)列)以及束流电子数密度n_b ((f)列)的依赖. 上行: 展示1.5维模拟结果, 下行: 展示2.5维模拟结果. 该图摘自文献[54].

Fig. 3 The parallel (to the background magnetic field) dispersion (i.e., $k_x - \omega$) diagram of the electric E_x (column (a)) and magnetic B_z (column (b)) components. Columns (c)–(f): amplitude of beam-excited Langmuir wave (L), backward propagating Langmuir wave (L′), electrostatic low-frequency noise below $0.1\omega_\mathrm{pe}$ (ES − LF), electrostatic secondary harmonic wave (ES − 2f$_\mathrm{p}$), and electromagnetic secondary harmonic wave (EM − 2f$_\mathrm{p}$) dependence on background ion mass m_i (column (c)), ion temperature T_i (column (d)), electron beam velocity V_b (column (e)), and electron beam number density n_b (column (f)). Top row: results from 1.5D simulations. Bottom row: results from 2.5D simulations . See Ref. [54] for the original plots.

在空间射电辐射的观测中, 除了基波和二次谐波被探测到以外, 与之相伴的更高次谐波也经常被捕捉到, 如II、III型太阳射电暴中的三次谐波[55–58], 在地球激波前兆区中甚至出现过五次谐波[59]. 通过2.5维PIC模拟, Rhee等[60]验证了漂移速度达到0.5c (c为真空中光速)以上的高能电子束对非磁化等离子体中高次谐频波的激发. 图4通过电场分量E_x (图(a))和磁场分量B_z (图(b))的能量在平行于背景磁场的色散空间($k_x - \omega$)的分布来分别展示所研究的等离子体中静电波和电磁

波的激发情况. 他们指出: n次谐频电磁波(nH)的形成是由静电朗缪尔波(L)与$(n-1)$次谐频电磁波($(n-1)$H)的相互耦合过程, 即L + $(n-1)$H → nH[61–62]; 而n次谐频静电波(nL)则产生于静电朗缪尔波(L)与$(n-1)$次谐频静电波($(n-1)$L)的相互耦合, 即L + $(n-1)$L → nL[63]. 近来Yao等[64]通过2.5维PIC模拟研究了背景等离子体数密度的不均匀性对高能电子束激发基、谐频电磁波的影响, 结果显示背景密度的不均匀性也有利于更高次谐频波的产生.

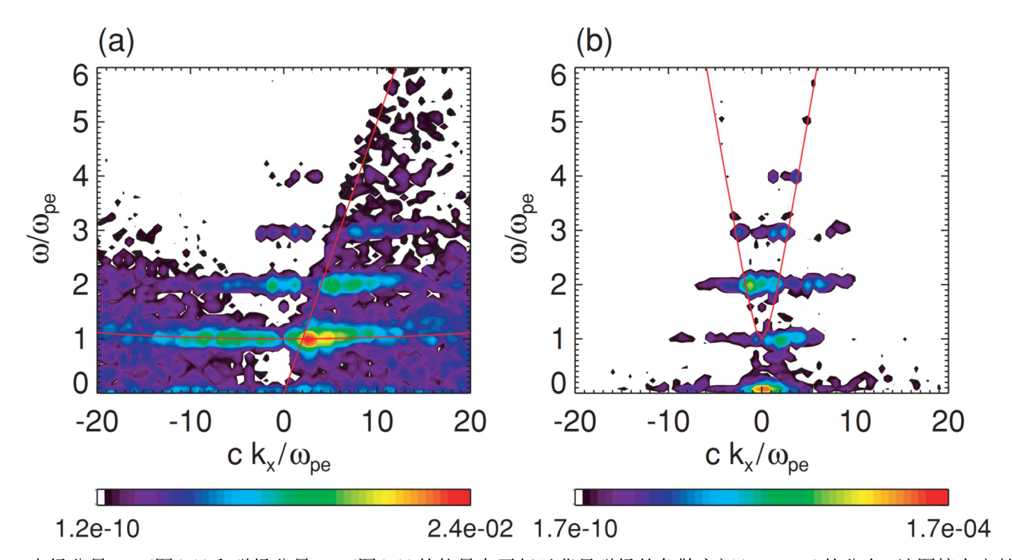


图 4 电场分量E_x (图(a))和磁场分量B_z (图(b))的能量在平行于背景磁场的色散空间($k_x-\omega$)的分布. 该图摘自文献[60].

Fig. 4 The parallel (to the background magnetic field) dispersion (i.e., $k_x-\omega$) diagram of the electric E_x (panel (a)) and magnetic B_z (panel (b)) components. See Ref. [60] for the original plots.

受早期计算资源缺乏的限制, Kasaba等[54]和Rhee等[60]的PIC模拟时长大约只有$200/\omega_{\rm pe}$ (对应于$5/\omega_{\rm pi}$, $\omega_{\rm pi}$是离子等离子体频率), 该时长太短无法探测到低频离子声波的激发. 此外, 这些PIC模拟所涉及的空间尺度也较小($512\lambda_{\rm De}\times512\lambda_{\rm De}$, $\lambda_{\rm De}$为电子的德拜长度). 由于PIC模拟可涉及的最小波数反比于模拟空间的尺度($k_{\rm min}\propto1/L$), 进而模拟中较小的空间尺度也不利于对具有小波数等离子体波进行探测分析. 同时, 每个网格中的粒子数也较少(20–80个粒子每网格). 而PIC模拟中每个网格包含的模拟粒子数较少时会增强等离子体中离子的数值噪声(非物理的扰动)[41, 65–66], 这些数值噪声可能进一步加强离子对朗缪尔波的散射以及促进反向朗缪尔波的非物理产生. 因此, 较短的模拟时长、较小的模拟空间尺度以及较少的网格粒子数都严重干扰相干射电辐射机制的PIC模拟研究的准确性. 因此, 正如Umeda[67]指出的, 有效地降低PIC模拟中离子的数值噪声, 是通过PIC模拟正确研究等离子体辐射机制理论的前提. 随着计算机技术不断的发展以及计算资源的不断优化, 在后来的相关模拟研究中, 模拟时长、模拟空间尺度、网格粒子数确实都得到了有效的提升.

Umeda[67]通过2.5维PIC模拟对比研究了单、(对称的)双向电子束对频率比$R_{\rm f}=0.1$的弱磁化等离子体中二次谐频电磁波的激发以及不同背景离子温度对单束流等离子体中二次谐频电磁波激发的影响. 该研究的各模拟中所采用的参数及其区别见表1, 其中n_i、q_i/m_i、$V_{{\rm d}i}$和$V_{{\rm t}i}$分别为等离子体中3种不同粒子($i=[1,2,3]$)的粒子数密度占比、(被正电子荷质比归一化的)荷质比、(被电子热速度归一化的)漂移速度和(被电子热速度归一化的)热速度. 模拟A和模拟B、模拟C分别为包含双和单向电子束的等离子体, 具有单向电子束的模拟B与模拟C则具有不同背景离子温度. 图5则展示了各被

模拟等离子体中电场的各分量的能量随时间的演化, 其中电场分量E_x (E_z)平行(垂直)于背景磁场可反映等离子体中静电波(电磁波)的特性. 他们的研究发现: 与等离子体辐射理论预期的一致, (模拟A中由对称的双向电子束所激发的)能量相当的正、反向朗缪尔波的波-波相互作用可有效增强等离子体中电磁波的激发(见图5 (a)中电场分量E_z的峰值能量远高于具有单向电子束的等离子体即图5 (c)). 另外, 单向电子束激发电磁波的增长率(γ)也要小于双向电子束激发电磁波的增长率(见图5 (a)中的$\omega_{\rm pe}t=50-250$和 图5 (c)中$\omega_{\rm pe}t=200-4000$显示的电场$E_z$的非线性增长阶段). 这一结论与随后Ganse等[68–70]的研究结果一致. 因为在双向电子束情形中, 反向朗缪尔波可由反向传播电子束的线性不稳定性直接激发, 其能量要高于单向电子束情形中由非线性波-波耦合过程产生的反向朗缪尔波, 这也与等离子体中非线性过程的激发效率一般远低于线性不稳定性激发效率的理论预期一致. 此外, 在离子温度较低($T_{\rm i}\ll T_{\rm e}$)的单向电子束等离子体中(模拟B), 反向朗缪尔波可能是由正向朗缪尔波通过衰变产生的, 即L $\rightarrow$ L$'$+S, 而当离子温度与电子温度相当时($T_{\rm i}\simeq T_{\rm e}$, 模拟C), 由于离子热扰动的增强, 反向朗缪尔波则可能主要由离子声波与正向朗缪尔波的相互作用产生, 即L+S $\rightarrow$ L$'$ (见图5 (b)中$\omega_{\rm pe}t=400-900$).

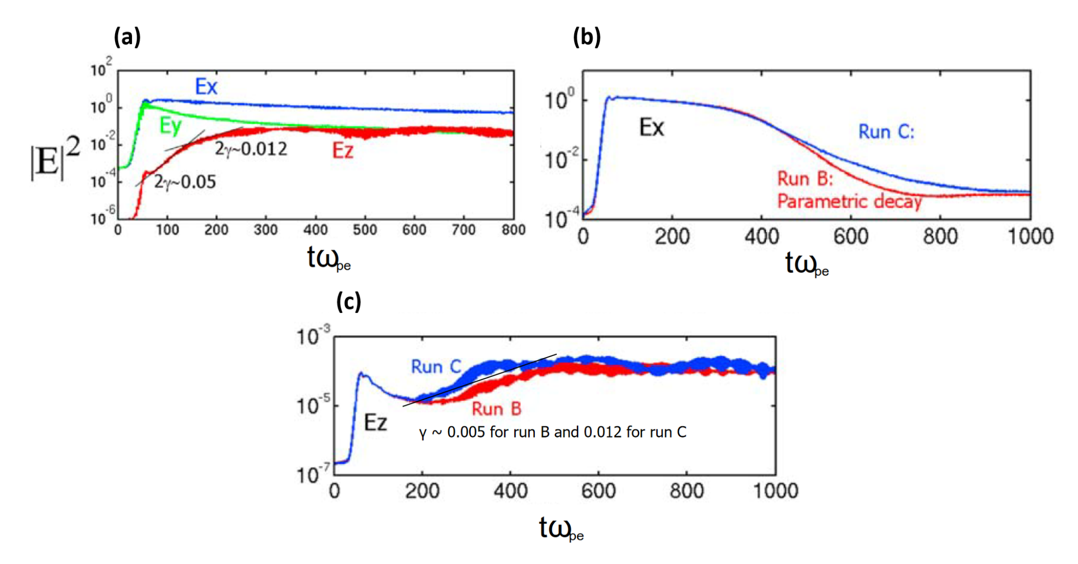


图 5 图(a): 模拟A中电场3分量(E_x、E_y和E_z)的能量密度随时间的演化. 图(b)和(c): 模拟B和模拟C中电场分量E_x和E_z的能量密度随时间的演化. 该图摘自文献[67].

Fig. 5 Panel (a): time history of energy densities for electric field components E_x, E_y, and E_z in run A. Panels (b) and (c): time history of energy densities for electric field components E_x and E_z in run B and run C, respectively. See Ref. [67] for the original plots.

表 1 不同模拟中的参数分布. 该表摘自文献[67].

Table 1 Parameters for different simulation runs. See Ref. [67] for the original table.

Run	n_1	q_1/m_1	$V_{\rm d1}$	$V_{\rm t1}$	n_2	q_2/m_2	$V_{\rm d2}$	$V_{\rm t2}$	n_3	q_3/m_3	$V_{\rm d3}$	$V_{\rm t3}$
A	0.98	−1	0	1	0.01	−1	25	1	0.01	−1	−25	1
B	0.99	−1	0	1	0.01	−1	25	1	1	0.000625	0	0.00625
C	0.99	−1	0	1	0.01	−1	25	1	1	0.000625	0	0.025

在相干射电辐射理论的PIC模拟研究中, 降低数值噪声对所研究波模的影响一直是研究者需要重点关注的问题, 虽然较多的网格粒子数可以有效降低数值噪声, 但也将大大增加计算资源的负担, 延长完成一个模拟工作所用的计算时间. 因此, 采用多少网格粒子数最为适合, 需要进行收敛性测试, 即对比采用不同网格粒子数的模拟结果是否随粒子数增加而渐趋稳定. Thurgood等[71]对此进行了收敛性检验, 他们采用2.5维PIC模拟方法研究了网格粒子数为125、250、500、1000的差别, 结果发现粒子数为500和1000时计算结果的差异在可接受的范围内. 同时, 他们的计算结果也显示, 相对于朗缪尔波的快速增长, 离子声波增长到可明显探测和证认的水平需要更长的时间. 另外, 他们还注意到在以往的模拟研究中, 大都采用了具有较高相对密度的高能电子束, 如$n_{\rm b}/n_0 > 1\%$的情形, 其中n_0是背景热电子的数密度. 而在大多数空间环境(如太阳风)中, 实际观测到的高能电子束密度往往更低. 有鉴于此, 他们进一步对比研究了低密度($n_{\rm b}/n_0 = 0.57\%$, 模拟1)弱电子束和高密度($n_{\rm b}/n_0 = 5\%$, 模拟2)强电子束对等离子体中电磁波的激发. 表2展示了各模拟所采用的物理参数, 其中$v_{\rm b}$与$\Delta v_{\rm b} = V_{\rm e}$分别为束流电子的漂移速度与束流电子的热速度. 而图6则通过平行于束流运动方向的电场分量E_x ((a)和(b)列)和垂直于模拟平面的磁场分量B_z ((c)和(d)列)在平行于束流运动方向的色散空间(k_x–ω)的能量分布来分别展示等离子体中静电波和电磁波在不同时段(第1行: $50 < \omega_{\rm pe}t < 150$, 第2行: $450 < \omega_{\rm pe}t < 550$, 第3行: $850 < \omega_{\rm pe}t < 950$)的激发情况(图中$\lambda_{\rm D}$为电子德拜长度). 结果显示, 在低密度电子束情形中被激发的静电波主要是朗缪尔波(见图6 (a)列), 而在高密度电子束中朗缪尔波和束流模都能被激发, 但束流模占主导成份, 被激发的朗缪尔波的能量较低, 难以通过非线性波-波耦合有效激发辐射电磁波(见图6 (b)列). 因此低密度电子束可以更有效地激发电磁波辐射(见图6 (c)和(d)列).

表 2 低(模拟1)、高(模拟2)密度高能电子束流的模拟参数. 该表摘自文献[71].

Table 2 Simulation parameters for tenuous (run 1) and dense (run 2) energetic electron beam. See Ref. [71] for the original table.

Run	$n_{\rm b}/n_0$	$v_{\rm b}/\Delta v_{\rm b} = v_{\rm b}/V_{\rm e}$	Notes
1	0.0057	16	Weak beam
2	0.05	8	Dense beam

在上述的各项PIC模拟研究中都忽略了一个重要问题, 即没有考虑在初始时刻"突然"注入的高能电子束所携带的束流电流可能引起背景等离子体响应而被"电流中性"化的效应. 实际上, 高能电子束的"注入"有一个逐渐增强的过程, 随着束流电流的增加, 必然导致背景等离子体的电磁响应而激发形成"返回电流", 以致有效地抵消束流电流引起的强磁扰动效应. Henri等[72]在他们的2.5维PIC模拟中采用密度为$n_{\rm r} = 10n_{\rm b}$的反向慢束电子成份来中和高能电子束引入的束流电流, 且仅考虑$n_{\rm b} = 5\times10^{-4} - 5\times10^{-3}n_0$的低密度高能电子束对等离子体中电磁波的激发. 图7展示了该研究的主要结果, 其中图7 (a)–(d)展示了被不同的束流电子的漂移速度($v_{\rm b}$, 图(a)和(b))和束流电子的数密度($n_{\rm b}/n_0$, 图(c)和(d))所激发的正向朗缪尔波(L)、反向朗缪尔波(L′)以及二次谐频电磁波($\rm T_{2f}$)的能量($U_{\rm w}$)随时间的演化. 图中的$v_{\rm t}$、$U_{\rm b}$分别为束流电子的热速度、束流电子的初始动能, $f_{\rm p} = \omega_{\rm p}/(2\pi)$=$\omega_{\rm pe}/(2\pi)$为电子等离子体频率. 图7 (e)和(f)则展示了二次谐频电磁波的能量在不同方向(其中0°代表束流电子运动的方向)上的分布对不同的束流电子数密度和漂移速度的依赖. 图7 (g)则通过垂直于模拟平面的磁场分量B_z的能量在色散空间$\vec{k} - \omega$的分布来展示等离子体中电磁波的激发情况. 这些模拟结果显示: 不同于高密度电子束情形[54], 低密度束流电子的数密度和漂移速度对二次谐波激发效率的影响不大(见图7 (a)–(d)), 但被激发二次谐波的方向性则强烈依赖于束流电子的数密度和漂移速度(见图7 (e)和(f)). 且总体上来讲, 低密度高能电子束激发的电磁波以二次谐波为主(见图7 (g)).

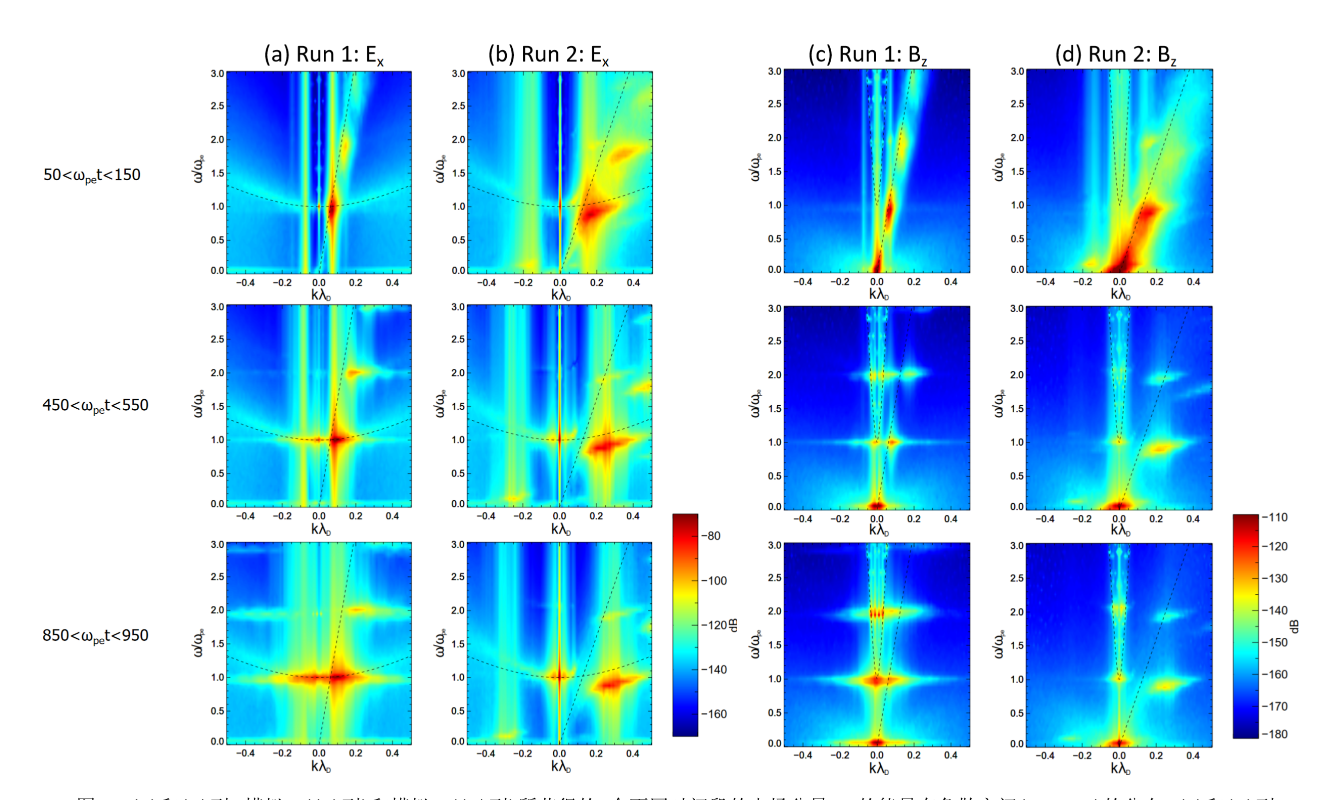


图 6　(a)和(b)列: 模拟1 ((a)列)和模拟2 ((b)列)所获得的3个不同时间段的电场分量E_x的能量在色散空间($k_x-\omega$)的分布. (c)和(d)列与(a)和(b)列相似, 但(c)和(d)列展示了磁场分量B_z的能量分布情况. 该图摘自文献[71].

Fig. 6　Columns (a) and (b): the $k_x-\omega$ dispersion diagram of the electric field component E_x for run 1 (column (a)) and run 2 (column (b)) over three time periods. Columns (c) and (d) are similar to Columns (a) and (b) but for magnetic component B_z. See Ref. [71] for the original plots.

在磁化等离子体中, 磁场能够引起不可忽略的混杂效应. 在非磁化等离子体中, 通常只有静电波和横电磁波这两种扰动模式存在. 而背景磁场的引入将可能导致大量混杂扰动模式的出现, 如哨声波、混杂波等. 这些混杂波模的出现也势必对磁化等离子体中相干射电辐射过程产生重要影响, 尤其在各种空间和天体等离子体环境中, 背景磁场几乎是无处不在的. 近来, Chen等[73]通过2.5维PIC模拟详细研究了高能电子束流对弱磁化($R_{\rm f}=0.1$)等离子体中各种波模的激发情况. 图8展示了不同的电磁场分量($E_i=E_x$、E_y、E_z、B_x、B_y或B_z)在沿$\theta_{kB}=\arctan(k_z/k_x)=30^\circ$ (k_x和k_z分别为波矢在x、z方向上的分量, x方向平行于背景磁场, z方向垂直于模拟平面)的色散空间的能量分布来反映朗缪尔波(Generalized Langmuir, GL)、束流模(Beam-Langmuir, BL)、基波(O-F)、谐波电磁模(H)、哨声波(W)和Z模波(Z-mode, LZ)的激发情况(注意: 不同列中波数k和频率ω的范围的不同). 该研究发现: 在可辨认的被束流电子所激发的波模中不仅有静电的朗缪尔波和束流模(GL和BL, 见图8 (a)列)以及基波和谐波电磁模(O-F和H, 见图8 (b)和(d)列), 而且还有磁化等离子体中经常出现的哨声波和Z模波(W和LZ, 见图8 (c)和(b)列). 进一步的分析发现, 在所有被激发的波模中, 束流模的能量占主导, 而且被激发的朗缪尔波以及基、谐频电磁波的能量与束流模的能量存在正相关性, 这意味着束流模对朗缪尔波以及基、谐频电磁波的产生过程具有重要贡献, 甚至后者诸波有可能直接产生于束流模的衰变过程.

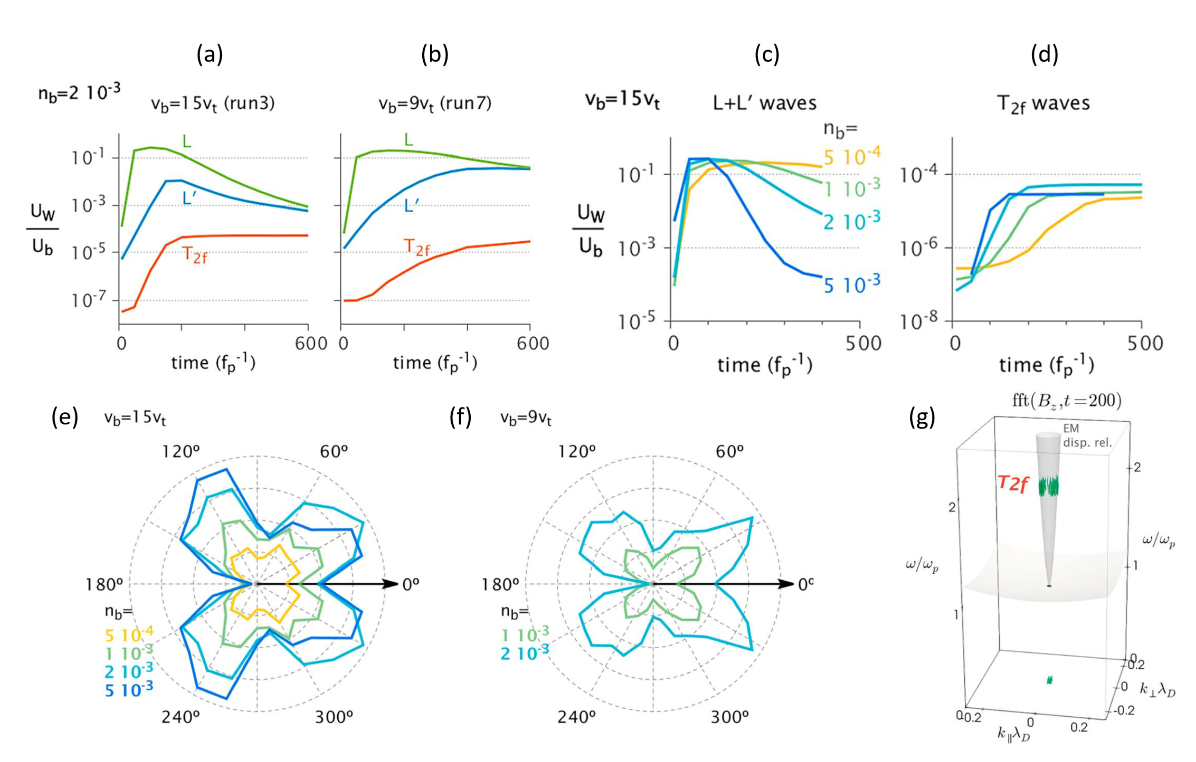


图 7 图(a)和(b): 正(L)、反向传播(L′)朗缪尔波以及二次谐频电磁波(T_{2f})的能量随时间的演化. 图(c)和(d): L + L′和T_{2f}的能量随时间的演化. 图(e)和(f): T_{2f}在不同方向上的能量分布. 图(g): 磁场分量B_z的能量在色散空间$\vec{k}-\omega$的分布. 该图摘自文献[72].

Fig. 7 Panels (a) and (b): time evolution of the wave energy of the forward (L), backward (L′) propagating Langmuir waves, and harmonic electromagnetic emission (T_{2f}). Panels (c) and (d): time evolution of the energy of the L + L′ and T_{2f}. Panels (e) and (f): energy distribution of T_{2f} along different directions. Panel (g): the $\vec{k}-\omega$ diagram of the magnetic field component B_z. See Ref. [72] for the original plots.

Ni等[74–75]引用具有垂直动量反转的DGH (Dory-Guest-Harris)分布[76]的高能电子, 在弱磁化($R_{\rm f}=0.1$)等离子体环境中进行了2.5维的PIC模拟研究, 发现DGH分布可以有效驱动弱磁化等离子体中的双等离子体共振不稳定性[77–79], 引起上混杂模(Upper Hybrid, UH)、Z模以及哨声模的激发. 这些首先被激发的波模之间的波-波相互作用可引发基、谐频电磁波辐射. 图9通过Manley-Rowe波矢叠加关系$\vec{k_1}+\vec{k_2}=\vec{k_3}$来展示基、谐频电磁波辐射生成的可能的原因: 相反方向传播的Z模波和W模波的耦合可激发基频电磁波辐射, 即Z +W → O–F (见图9 (c)), 而相向传播的UH模波的耦合则可产生谐频电磁波辐射, 即UH + UH′ → H (见图9 (d)). 与传统等离子体辐射机制的理论框架不同, 这里双等离子体共振不稳定性的驱动自由能来自电子的垂直自由能, 但基频和谐频电磁波的产生依旧是基于非线性波-波相互作用过程. 因此, Ni等[74–75]的PIC模拟计算模型依然可以归类于等离子体辐射机制的范畴.

图10展示了3个不同PIC数值模拟研究[71, 73–74]中所获得的高能电子束流激发等离子体中不同波模的能量(被高能电子初始能量归一化)随时间的演化. 结合图5、7、10不难发现: 通过非线性波-波耦合激发的基、谐频电磁波的能量不仅远小于高能电子束所携带能量, 也远小于其他静电或混杂波模的能量. 意味着通过非线性波-波耦合产生辐射电磁波具有极低的转化效率. 综合上述的PIC模拟研究结果不难发现, 在$R_{\rm f}<1$的弱磁化等离子体环境中, 辐射电磁波都是经由非线性波-波相互作用而产生的, 尽管参与非线性耦合的波模可以是静电波或混杂波. 这与基于等离子体不稳定性的理论预期也是一致的, 因为在弱磁化等离子体环境中, 能够

通过线性不稳定性直接放大的电磁波频率低于辐射电磁波传播的截止频率, 上述PIC模拟的结果也确实显示没有这类辐射电磁波出现. 不过需要强调的是: 在上述所有的PIC数值模拟中都采用了周期性边界条件, 这意味着电磁波被束缚于等离子体内无法逃逸, 因而会通过波粒相互作用将获得的能量返还给粒子, 从而降低辐射电磁波的激发效率. 这也可能是导致最终的辐射电磁波能量过低的原因之一.

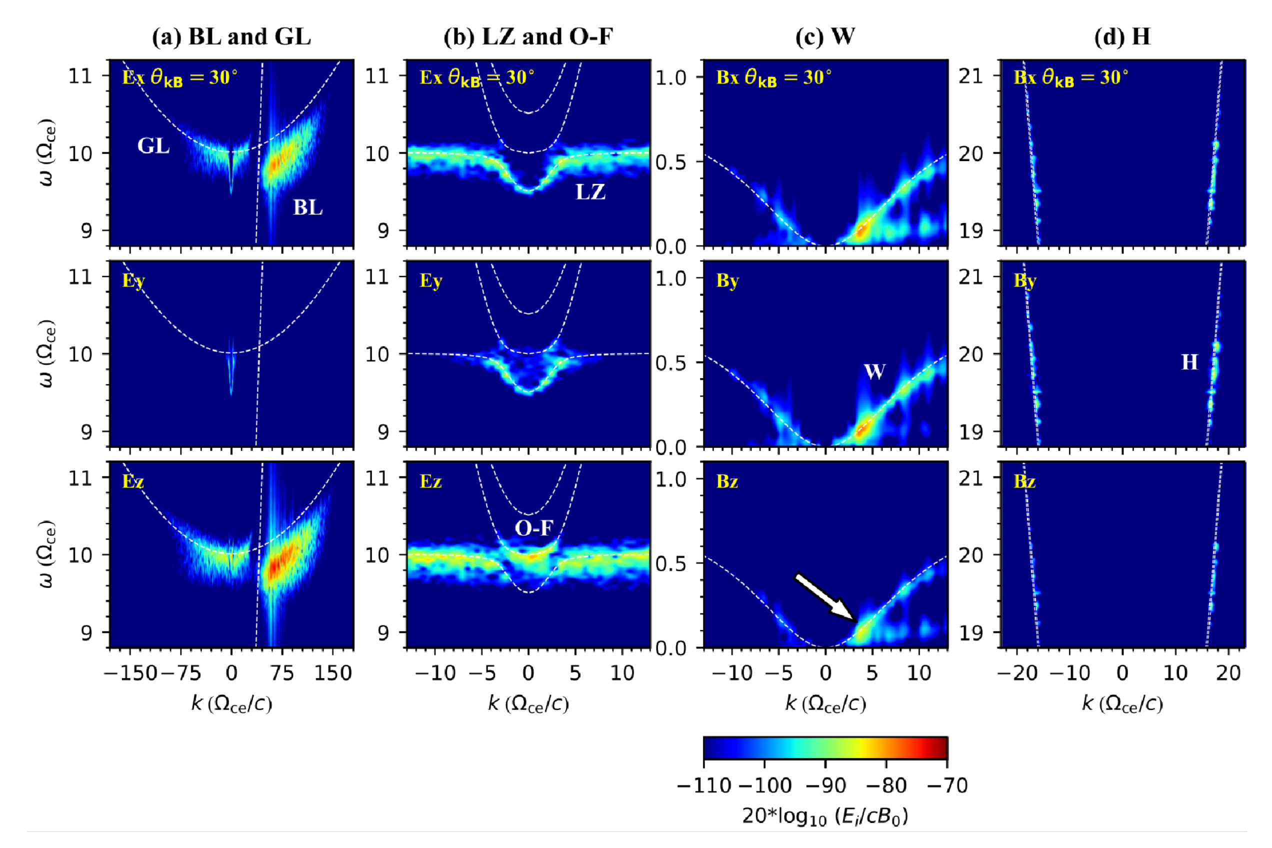


图 8 电场分量E_x(第1行)、E_y(第2行)、E_z(第3行)在沿θ_{kB}=arctan $(k_z/k_x) = 30°$的色散空间的能量分布来反映束流-朗缪尔波和广义朗缪尔波(BL和GL, (a)列)、Z模波和基频电磁波(LZ和O-F, (b)列)的激发情况, 而磁场分量B_x(第1行)、B_y(第2行)、B_z(第3行)用于展示哨声波(W, (c)列)和谐频电磁波(H, (d)列)的激发情况. 各图上叠加展示的曲线对应于冷磁化等离子体理论中的不同波模. 在(a)列的各图中, 竖直的虚线则对应于束流模的色散曲线. 该图摘自文献[73].

Fig. 8 Dispersion diagrams along direction $\theta_{kB} = \arctan(k_z/k_x) = 30°$ of the electric field components E_x (row 1), E_y (row 2), E_z (row 3) to present the excitation of the BL and GL (column (a)), LZ and O-F modes (column (b)), magnetic field components B_x (row 1), B_y (row 2), B_z (row 3) are presented for the excitation of the W (column (c)) and H modes (column (d)) of waves. Overplotted lines are corresponding dispersion curves of wave modes in magnetized code plasmas. The straight dashed line in column (a) represents the beam mode. See Ref. [73] for the original plots.

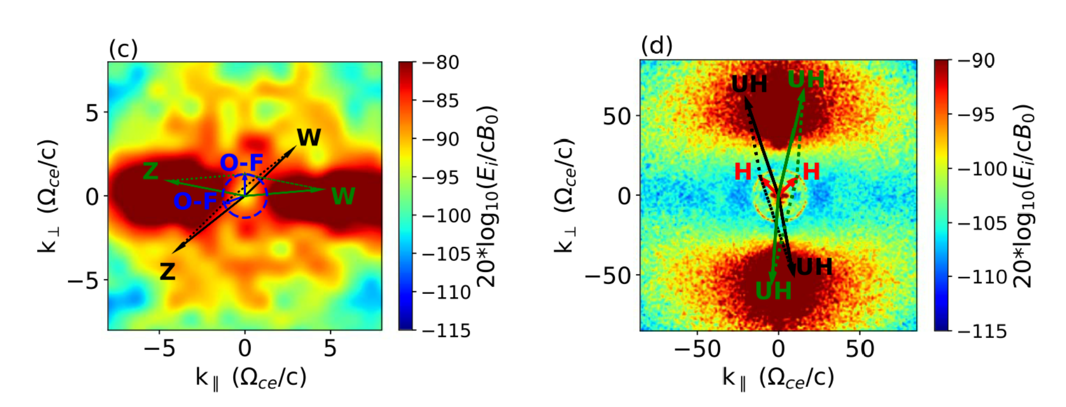


图 9 基、谐频电磁波的产生可能经历的波-波相互作用过程. 该图摘自文献[74].

Fig. 9 The possible configurations of wave-wave interaction processes for the generation of fundamental and harmonic electromagnetic waves. See Ref. [74] for the original plots.

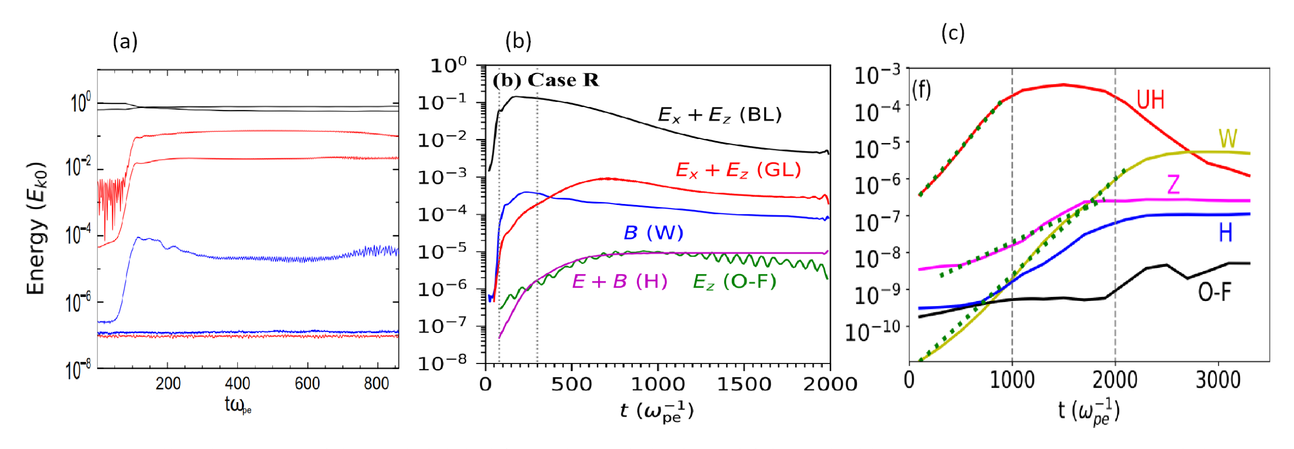


图 10 不同PIC数值模拟所获得的高能电子束流激发等离子体中不同波模的能量(被高能电子初始能量归一化)随时间的演化. 图(a): 束流、背景热电子的动能演化(黑线). 电场分量的能量演化(红线, 从上到下依次为E_x、E_y、E_z). 磁场分量的能量演化(蓝线, $\sim 10^{-4}$附近为B_z, 而B_x和B_y处于模拟的噪声水平$\sim 10^{-7}$)[71]. 图(b): 束流-朗缪尔波(BL), 哨声波(W), 基频(O-F)以及谐频电磁波(H)[73]. 图(c): 上混杂波(UH), 哨声波(W), Z模波(Z), 基频(O-F)以及谐频电磁波(H)[74].

Fig. 10 Temporal profiles of energies (normalized by the initial kinetic energy of energetic electrons, i.e., E_{k0}) of various wave modes excited by energetic electron beam in different PIC simulations. Panel (a): the black lines show the kinetic energy associated with the beam and background electrons, the red lines are for the electric field energy (from x, y, and z components when reading from top to bottom) and blue lines present the magnetic field energy (B_z component at $\sim 10^{-4}$, and B_x and B_y components at noise level $\sim 10^{-7}$)[71]. Panel (b): BL for the beam-Langmuir mode, W for whistler, O-F for the fundamental, and H for the harmonic plasma emission[73]. Panel (c): UH for upper hybrid mode, W for whistler mode, Z for Z mode, O-F for O mode around the fundamental plasma frequency, and H for harmonic plasma emission[74].

4 强磁化等离子体中相干射电辐射机制的PIC模拟研究

在频率比$R_{\rm f} > 1$的强磁化等离子体环境中, 电子回旋脉泽不稳定性能够直接放大频率高于等离子体截止频率的辐射电磁波, 因而相干射电辐射能够由线性不稳定性直接放大产生, 这就是相干射电辐射的ECME机制. 不过, 等离子体辐射机制中的非线性波-波耦合等基本物理过程原则上在强磁化等离子体环境中也可以发生, 而且产生电磁波的频率也可以在截止频率之上. 因此, 强磁化等离子体环境中相干射电辐射机制的PIC模拟研究将有助于

我们进一步厘清等离子体辐射机制和ECME机制的相对重要性.

强磁化等离子体中相干射电辐射最典型的例子就是来自地球极区磁层的极光千米波辐射. 基于地球极区不同高度处的等离子体参数, Pritchett等人采用1.5维[80]和2.5维[81–82]的PIC模拟方法, 研究高能电子束对$R_{\rm f} \in [10, 40]$的强磁化等离子体中电磁波的激发情况. 他们的模拟研究显示, 在这类强磁化等离子体环境下电子回旋脉泽不稳定性确实能有效地激发电子回旋频率附近横电磁波的增长, 而且具有非常高的激发效率, 可以将大约7%的电子束能量转换至辐射电磁波. 特别是, 被激发的电磁波模由反常X模所主导, 与Wu-Lee模型[14]的理论预期很好地一致. 同时, 他们也对比分析了周期性(无限, infinite)边界条件和吸收(有限, bounded)边界条件以及(考虑到极光千米波辐射源区位于极区磁层中的磁场存在不均匀性这一观测事实)磁场梯度对电子回旋脉泽辐射激发效率的影响. 表3和图11清楚地展示了这些模拟与常规电子回旋脉泽辐射模拟中(通常采用周期性边界条件以及均匀密度、磁场)电子回旋脉泽辐射激发效率的区别. 表3中$R_{\rm E}$为地球的半径、$\Omega_{\rm e}$为电子回旋频率、Δ为一个正方形模拟网格的边长而$L_{\rm s}$为整个(正方形)模拟区域的边长. 图11 (a)通过比较周期性边界条件和吸收边界条件的模拟研究中模拟末期$\Omega_{\rm e}t = 1200$非热电子的垂直动量($p_\perp$)分布函数($f_{\rm e}(p_\perp)$)的差别来间接展示: 在吸收(bounded)边界条件的模拟中非热电子损失更多垂直方向上的自由能以用于激发电磁波辐射. 图11 (b)则对比了均匀、非均匀磁场的模拟中电磁波的能量($P_{\rm rad}$)随时间的演化的差别, 其中$P_{\rm inc}$为非热电子的初始动能. 结果如上文提及的: 吸收边界条件(见表3以及图11 (a))和磁场在垂直磁场方向上的梯度(见图11 (b))都有利于提升电子回旋脉泽辐射中电磁波的激发效率. 不过, 需要指出的是, 在Pritchett等[80–82]的模拟工作中高能电子束的数密度占总电子数密度的主要成份, 高达总电子密度的75% (见表3). 在极光电子加速区该情形可能是合理的, 因为在磁层区域源自磁层的高能电子数通常远远多于源自电离层的热电子. 但是, 在其他空间和天体等离子体环境中, 这种高密度电子束的情形还是比较少见的, Pritchett等[80–82]的模拟结果对低密度高能电子束的情形是否依然成立, 还有待进一步的研究.

取高能电子束数密度为$n_{\rm b}/n_0 = 5\%$、频率比$R_{\rm f} = 5$, Lee等[83–84]利用2.5维PIC模拟研究了具有环-束动量分布的高能电子束在强磁化等离子体中对高频电磁波的激发效率. 他们的结果显示: 被激发的主要波模有高频的Z模、X模以及较低频的束流-朗缪尔波(Beam-Langmuir, B-L)和束流-哨声波(Beam-whistler, B-W), 但激发能量在不同波模之间的分配比较复杂, 不仅依赖于激发波模的传播方向和环-束电子的投射角$\phi_{\rm p}$, 而且也依赖于环-束电子的能量γ (注: 此处γ为环-束电子的特征能量). 图12展示了具有不同特征能量和投射角的环-束电子对等离子体中波的激发的区别, 其中(a)–(d)列通过不同电磁场分量在沿θ_B $(= \arctan(k_y/k_x)$, 其中$\bar{x}$、$\bar{y}$分别平行、垂直于背景均匀磁场)方向上的k–ω空间中的能量分布来展示等离子体中有哪些波得到激发, (i)列则展示了环-束电子能量$E_{\rm k}$的变化量以及不同波模所携带的能量随时间的演化. 通过图12我们可以发现: 当电子束能量较高时主要激发X模基波(X1)的电磁波辐射(见图12第1行), 而能量较低的电子束更有利于Z模基波(Z1)的激发, O模基频波(O1)和X模谐波(X2)的激发非常微弱, X1波则没有被激发(见图12第2行). 另外, 他们也注意到: 投射角越大的环-束电子越有利于Z1、X2以及O1模的激发. 上述结果似乎与线性电子回旋脉泽不稳定性的理论预期不太一致. Lee等[83–84]认为该结果可能是由于初始增长较快的静电波模的非线性效应导致环-束电子自由能的重新分配, 以致呈现出比较复杂的波能分配关系. 不过, 在他们的模拟中并没有考虑初始时刻环-束电子携带电流的中性化问题, 尤其是投射角较小的环-束电子, 较强的初始束电流可引发电流不稳定性可能导致静电波模反常的快速增强, 而抑制了其他电磁波模的正常增长. 这也可能是导致其模拟结果中出现激发自由能被异常地重新分配的原因之一.

表 3 无限边界和有限边界PIC模拟中电子回旋脉泽辐射的效率. 该表摘自文献[80].

Table 3 Efficiency of electron cyclotron maser instability in infinite and bounded PIC simulations. See Ref. [80] for the original table.

Altitude R_{E}	$\omega_{\mathrm{pe}}/\Omega_{\mathrm{e}}$	Efficiency in Infinite System (%)	Plasma Width L_{s}/Δ	$L_{\mathrm{s}}\omega_{\mathrm{pe}}/c$	Efficiency in Bounded System (%)
Pure Magnetospheric Population					
1.5	0.050	4.5	32	1.1	11.1
			64	2.3	14.6
			128	4.6	15.4
			256	9.1	13.7
			512	18.3	12.9
			768	27.4	11.9
			1024	36.6	11.2
1.75	0.030	6.0	256	5.7	12.1
2.0	0.025	2.9	512	9.1	8.6
2.5	0.050	0.5	256	9.1	2.8
75% Magnetospheric, 25% Ionospheric					
1.75	0.030	1.5	256	5.7	5.0

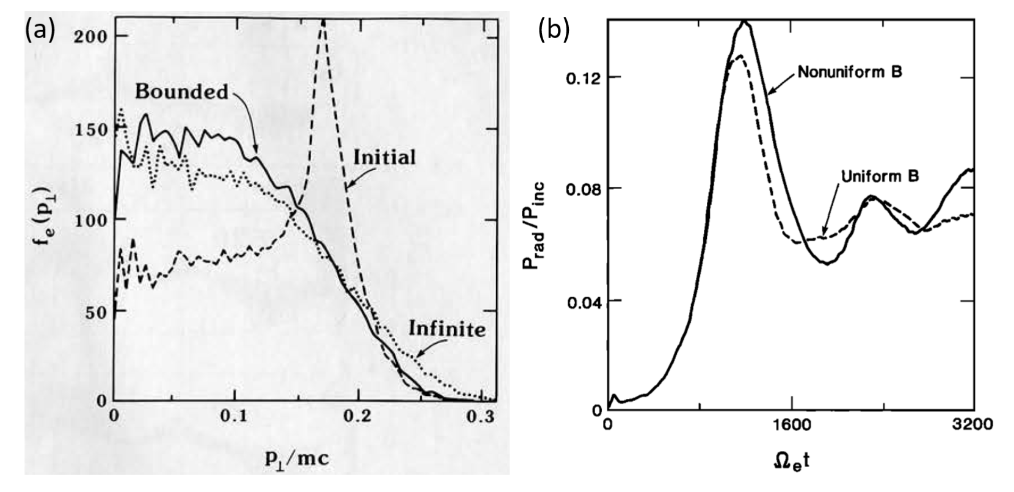


图 11 图(a): 不同PIC模拟获得的非热电子垂直动量($p_\perp$)分布$f(p_\perp)$. 虚线: 初始分布, 点(实)线: 采用周期性(吸收)边界条件的PIC模拟获得的电子在$\Omega_e t = 1200$时刻的分布. 摘自文献[80]. 图(b): 采用不均匀(实线)、均匀(虚线)背景磁场的电子回旋脉泽辐射PIC模拟获得的被激发电磁波的能量随时间的演化. 摘自文献[81].

Fig. 11 Panel (a): the electron perpendicular momentum distribution function $f(p_\perp)$ in different PIC simulations. The dashed line gives the initial distribution. The dotted (solid) line is from a PIC simulation with periodic (absorbing) boundary condition at $\Omega_e t = 1200$. See Ref. [80] for the original plot of panel (a). Panel (b): time history of the electromagnetic wave energy from the PIC simulations for the ECM emission with nonuniform (solid line) or uniform magnetic field (dashed line). See Ref. [81] for the original plots.

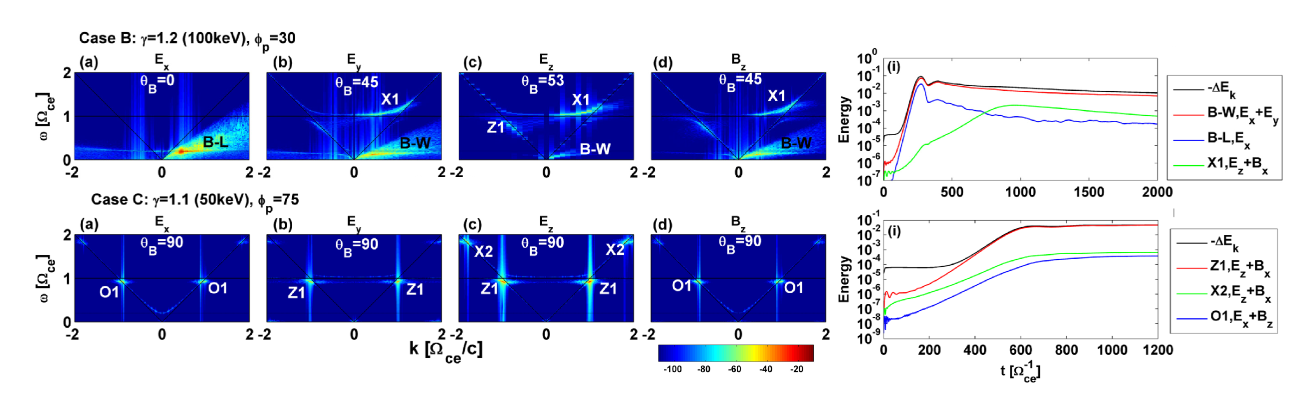


图 12 (a)–(d)列: 不同电磁场分量在沿θ_B方向的色散空间中的能量分布. 每个图中V型的实线对应光波. 每个图的颜色代码以及归一化系数都相同. (i)列展示了环-束电子能量的减少量($-\Delta E_{\rm k}$)以及不同波模所携带的能量随时间的演化. 第1、2行则对应两个不同的模拟事件. 该图摘自文献[84].

Fig. 12 Columns (a) to (d): dispersion spectra of different electromagnetic components along direction θ_B. The slope of V-like lines show the light wave. All panels have the same contour code and normalization. Column (i): time history of decrement of total kinetic energy ($-\Delta E_{\rm k}$) of the ring-beam electrons, and energy histories of different wave modes. The first and second rows are for two different simulations. See Ref. [84] for the original plots.

在近来的系列工作中, Ning等[85–86]和Yousefzadeh等[87]的PIC模拟研究也关注强磁化(频率比$R_{\rm f}=10$和4)等离子体中高能电子的激发自由能在不同波模上的分配问题. 不过, 他们考虑到X模基波在传播过程中可能被二次谐波吸收的效应, 在其研究中他们主要关注了X模的二次谐频(X2)的激发. 图13、14和15展示了该一系列模拟研究的主要成果. 其中, 图13通过不同电场分量($E_i=[E_x, E_y,$或$E_z]$)在沿θ ($=k_x/k_z$. 注: 背景磁场$\overrightarrow{B_0}=B_0\hat{e_z}$)方向上的色散空间的能量分布来展示等离子体中不同波模的激发情况; 图14则展示了不同电子回旋脉泽辐射PIC数值模拟获得的等离子体中被激发波模的能量随时间的演化(图中各个能量曲线都由相应的高能电子的初始动能$E_{\rm ke0}$进行归一化); 图15 (如图9)通过Manley-Rowe波矢叠加关系$\overrightarrow{k_1}+\overrightarrow{k_2}=\overrightarrow{k_3}$来展示X2模生成的可能的原因, 其中$k_\parallel$和$k_\perp$分别为平行、垂直于背景磁场($\overrightarrow{B_0}=B_0\hat{e_z}$)方向上的波数. 他们的模拟结果显示: 蹄状分布电子和损失锥电子能够有效激发X2模的辐射, 且X2模主要通过直接激发和波模耦合两种不同的机制产生. 他们指出: 蹄状电子可通过回旋脉泽不稳定性直接激发Z模和X2模(见图13), 而且X2模的激发效率随高能电子束对背景电子的密度之比的增大而增强, 对于$n_{\rm b}/n_0=5\%$和10%的密度比, 高能电子向X2模的能量转换效率分别高达0.06%和0.17% (见图14). 而损失锥电子驱动的回旋脉泽过程主要激发Z模和X1模, X2模也有明显增长. 他们将损失锥电子驱动的X2模的增长归因于两个反向传播Z模波(即Z + Z → X2)或者Z模波与X1模波(即Z + X1 → X2)的非线性波-波耦合过程(见图15), 该过程为强磁化条件下谐频辐射产生的新机理, 与Ni等[74–75]提出的Z模波导致激发自由能重新分配的想法类似.

5 强、弱磁化等离子体中相干射电辐射机制PIC模拟研究的比较分析

对比前面关于强磁化和弱磁化等离子体环境下相干射电辐射机制的各种PIC模拟结果, 可以发现在强磁化等离子体环境下高能电子束激发自由能向辐射电磁波转换的效率要远远高于弱磁化等离子体环境中的转换效率. 这说明频率比$R_{\rm f}>1$的强磁化等离子体环境更加有利于相干射电辐射电磁波的激发和增长. 这在物理上不难理解, 因为在弱磁化等离子体环境中ECME机制不能有效工作, 因而激发自由能没有直接转换为辐射电磁波的渠道, 只能通过非线性波-波耦合这类激发自由能二次分配过程间接转换进辐射电磁波, 如等离子体辐

射机制中的朗缪尔波-离子声波和正反向朗缪尔波耦合模式. 而强磁化等离子体环境为ECME机制有效工作提供了必要条件, 高能电子束的激发自由能可以通过电子回旋脉泽不稳定性直接转换进辐射电磁波, 从而为激发自由能向辐射电磁波的转换提供了直接的转换渠道, 因而辐射电磁波能够获得与静电波"平等"的增长条件和能量分配机会.

当然, 等离子体线性不稳定性的理论分析只能提供一个基本的参考, 尤其是在磁化等离子体的复杂环境中, 除了静电波模和横电磁波模之外, 还有各种混杂波模. 在初始的线性阶段, 它们有可能被同时激发, 进入非线性阶段, 各种波-波耦合过程相互竞争也可能影响到最终取得优势的饱和波模. PIC方法能为我们判断最终的优势波模提供一个很好的参考依据. 不过, 前面提及的模拟研究一般都是选择在频率比$R_{\mathrm{f}} \gg 1$或$R_{\mathrm{f}} \ll 1$的极端磁化环境中进行的, 在$R_{\mathrm{f}} \geqslant 1$和$R_{\mathrm{f}} \leqslant 1$的中间过渡磁化环境中, PIC模拟研究的结果显然是值得期待的.

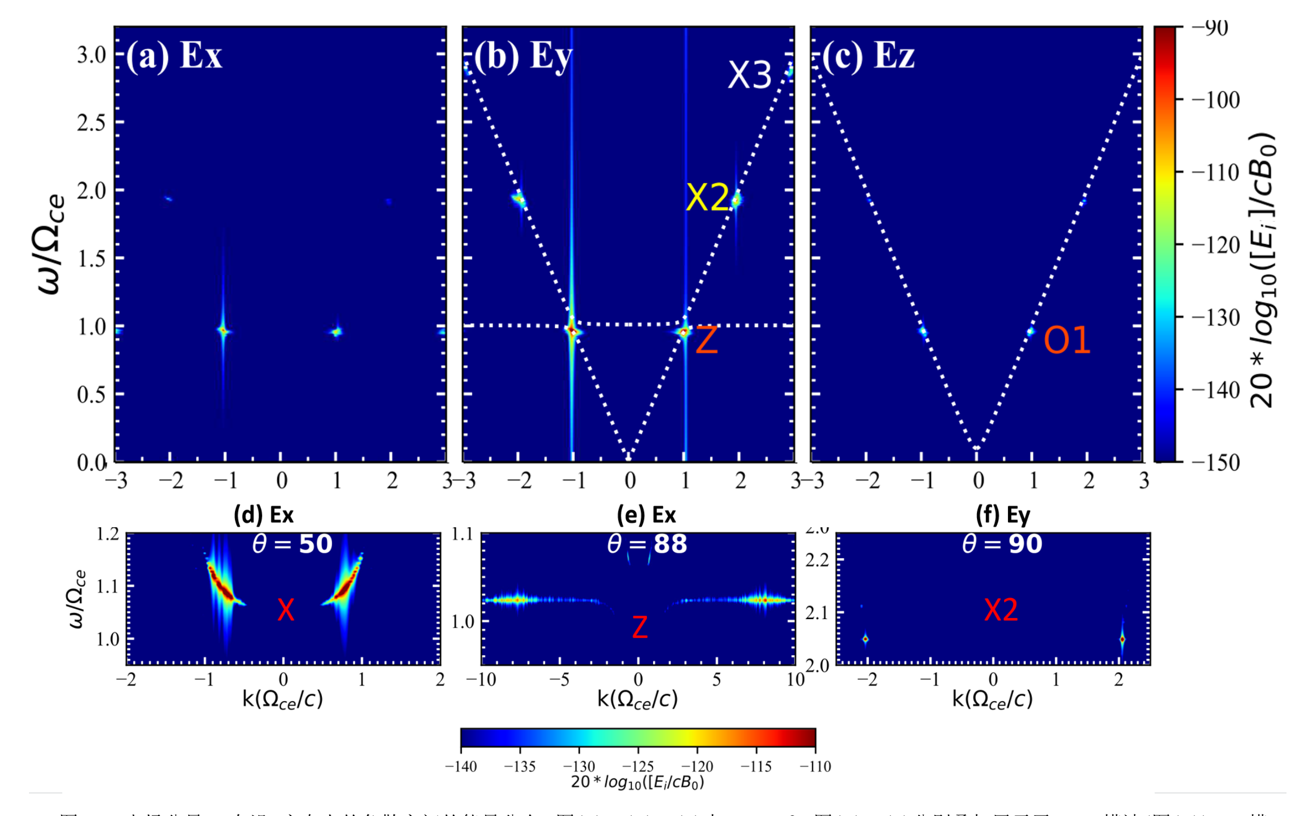


图 13 电场分量E_i在沿θ方向上的色散空间的能量分布. 图(a)、(b)、(c)中$\theta = 90°$. 图(b)、(c)分别叠加展示了Z、X模波(图(b))、O模波(图(c))的理论色散曲线(白色点线). 图(a)、(b)、(c)摘自文献[85]. 图(d)和(e)展示了电子回旋频率($\Omega_{\mathrm{ce}} = \omega_{\mathrm{ce}}$)附近电场分量$E_x$在不同方向上的能量分布, 图(f)展示电场分量$E_y$的能量在频率$2\Omega_{\mathrm{ce}} < \omega < 2.25\Omega_{\mathrm{ce}}$范围的分布. 图(d)、(e)、(f)摘自文献[86].

Fig. 13 Wave dispersion diagrams of the electric components E_i along direction θ. Panels (a), (b), (c) are with $\theta = 90°$. Analytical dispersion relations of the X/Z mode and O mode are overplotted as dotted white lines in panels (b) and (c), respectively. See Ref. [85] for the original plots of panels (a), (b), (c). Panels (d) and (e) display the diagrams of E_x around $\Omega_{\mathrm{ce}} = \omega_{\mathrm{ce}}$ along different directions. Panel (f) displays the diagrams of E_y around $2\Omega_{\mathrm{ce}} < \omega < 2.25\Omega_{\mathrm{ce}}$. See Ref. [86] for the original plots of panels (d), (e), (f).

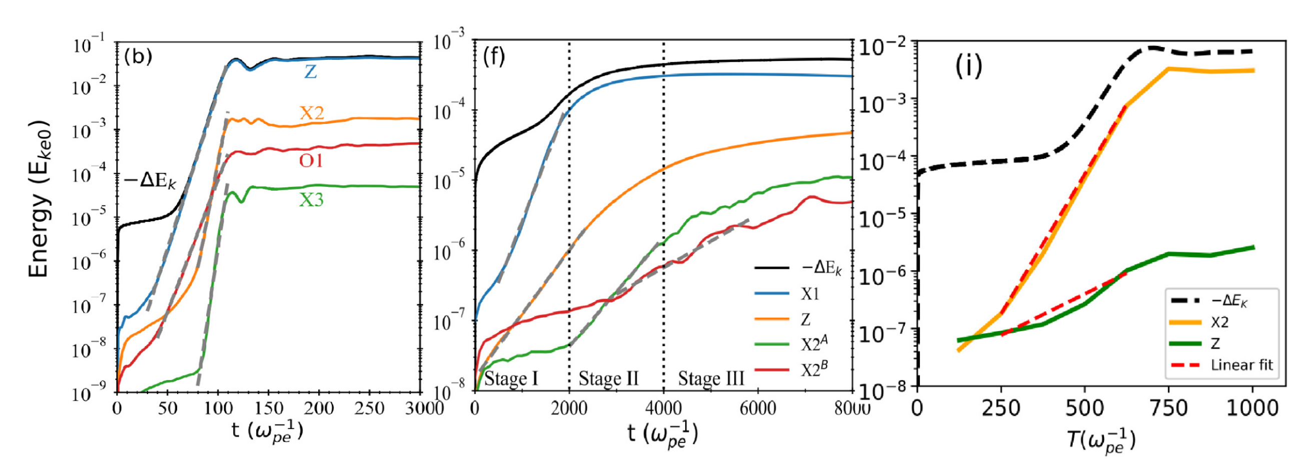


图 14 不同的电子回旋脉泽辐射PIC数值模拟所获得的被激发的波的能量随时间的演化(图(b)摘自文献[85], 图(f)摘自文献[86], 图(i)摘自文献[87]).

Fig. 14 Temporal variations of energies of the excited wave modes from different PIC simulations of ECME (panel (b) from Ref. [85], panel (f) from Ref. [86], and panel (i) from Ref. [87]).

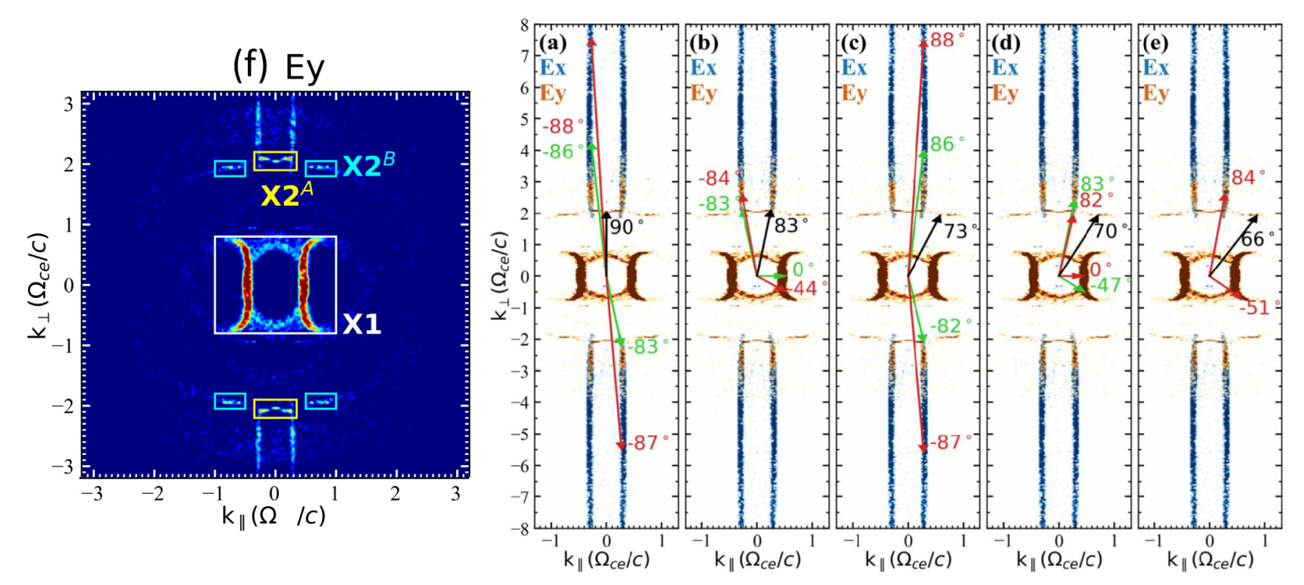


图 15 图(f): 电场分量E_y的能量在$k_\parallel - k_\perp$空间的分布. 图(a)–(e)与图(f)相同, 但蓝色和褐色用于区分E_x和E_y. 颜色相同的箭头用于展示可能的Z + Z → X2、Z + X1 → X2波-波耦合过程. 黑色箭头则对应于所生成的波(X2). 该图摘自文献[86].

Fig. 15 Panel (f): the energy distribution of E_y in the $k_\parallel - k_\perp$ space. Panels (a) to (e) are the same with panel (f), but blue and brown represent results of E_x and E_y components, respectively. Possible wave-wave coalescence process Z + Z → X2, Z + X1 → X2 are overplotted with the same-color arrows. Black arrows represent the target mode (X2) to be generated. See Ref. [86] for the original plots.

Zhou等[88]针对$R_\mathrm{f} = 0.2$、0.3、0.5、1.0、2.0、3.0等从弱磁化到强磁化的不同等离子体环境中各种波模的激发情况进行了PIC模拟研究. 在该研究中他们也采用了环-束型动量分布的高能电子束, 电子束的相对密度比为$n_\mathrm{b}/n_0 = 5\%$. 图16展示了他们所模拟的等离子体中被激发电磁波的电场分量E_z在沿θ的色散空间k-ω空间的能量分布(E_z为横向电场, 其可展示等离子体中电磁波的特性), 其

中(a)行和(b)行分别对应于传播角$\theta = 20^\circ$ (准平行传播)和90° (垂直传播, 相对于背景均匀磁场$\overrightarrow{B_0} = B_0\hat{x}$)的情况. 从图16中不难发现, 辐射电磁波强度随频率比$R_{\rm f}$增加而增强的明显趋势, 在$R_{\rm f} < 1$的情形下辐射电磁波的能量基本可忽略不计. 这一结果进一步印证了前面分别在强磁化和弱磁化等离子体环境中的模拟研究结果, 说明等离子体磁化程度在相干射电辐射机制中确实起关键作用. 这一结论也与太阳耀斑暴发现象中经常观测到硬X射线暴、III型射电暴之间存在时间延迟的现象相一致. 在太阳耀斑观测中, 相较于硬X射线暴, III型射电暴一般会滞后< 1 s出现[89]. 通常倾向认为产生太阳硬X射线暴和III型射电暴的高能电子是源自同一个加速源区的同一批电子束, 只是由高能电子非相干韧致辐射过程产生的硬X射线暴一般来自相对致密的源区附近, 一般为弱磁化等离子体环境, 而相干射电辐射过程导致的III型射电暴则需要等到高能电子束进入密度较低的强磁化等离子体区域才能够产生.

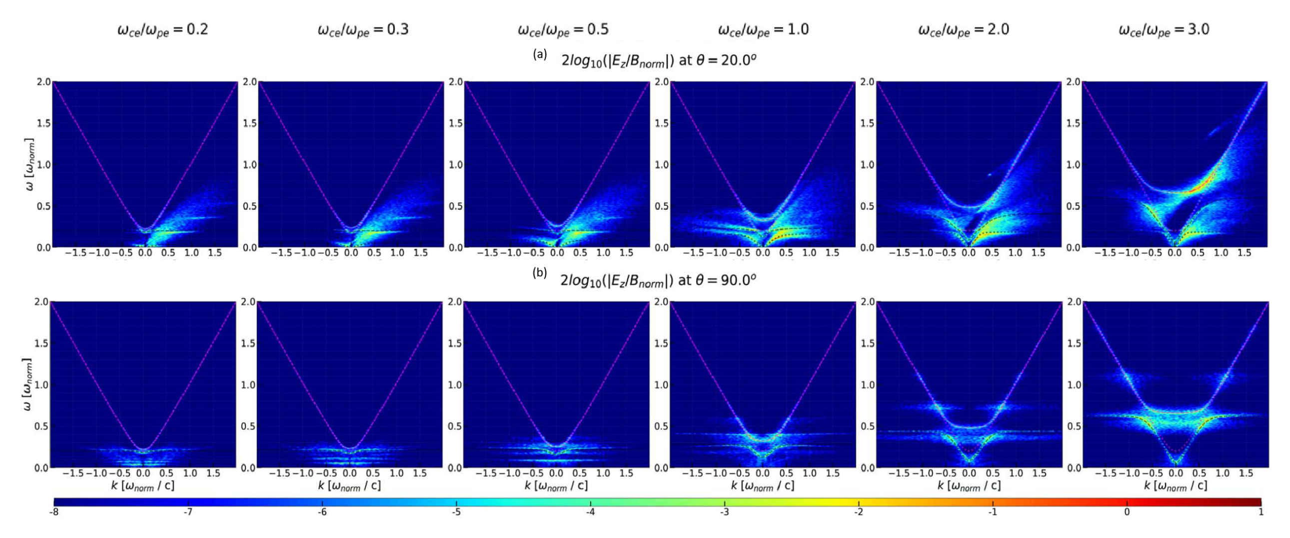


图 16　不同磁化强度(从左列到右列依次为$R_{\rm f} = 0.2, 0.3, 0.5, 1.0, 2.0, 3.0$)的等离子体中, 电场分量$E_z$在沿$\theta$ ((a)行: $\theta = 20^\circ$, (b)行: $\theta = 90^\circ$)的色散空间的能量分布. 每幅图中从低频至高频叠加展示了冷等离子体中哨声模(黑色点线)、Z模(黑色虚线)、O模(洋红色点线)以及X模(洋红色实线)的色散曲线. 图中$B_{\rm norm} = B_0$和$\omega_{\rm norm} = 5\omega_{\rm pe}$分别为电磁场和频率的归一化常数. 该图摘自文献[88].

Fig. 16　Spectra of electric component E_z along propagating direction θ (row (a): $\theta = 20^\circ$, row (b): $\theta = 90^\circ$) in the dispersion space for differently magnetized plasmas (from left to right columns $R_{\rm f} = 0.2, 0.3, 0.5, 1.0, 2.0$, and 3.0). In each panel from low to high frequencies, the overplotted lines are the dispersion curves of the whistler (black dotted lines), Z (black dashed lines), O (magenta dotted lines), and X (magenta solid lines) modes in magnetized cold plasmas, respectively. $B_{\rm norm} = B_0$ and $\omega_{\rm norm} = 5\omega_{\rm pe}$ in each panels are the normalization of electromagnetic field and frequency, respectively. See Ref. [88] for the original plots.

众所周知, 在等离子体线性不稳定性理论中, 除了背景等离子体环境的磁化状态, 高能电子束本身的能量和动量分布也能够对各种波模的激发效率具有重要、甚至关键性的影响. 考虑到太阳和空间高能电子束普遍呈现为幂律能谱分布的观测事实[90–93], Zhou等[94–95]采用2.5维PIC数值模拟研究了具有各向异性速度分布和低能截止幂律能谱的高能电子束($n_{\rm b}/n_0 = 5\%$)在磁化等离子体中对辐射电磁波的激发效率以及其相应的非线性饱和水平. 图17、18、19展示了该系列模拟研究的主要成果, 其中$U_{\rm b}$、δ、α、$\mu_{\rm c}$和$\mu_{\rm s}$分别为高能束流电子的低能截止幂律能谱中的拐折速度、(低能段)陡化指数、(高能段)谱指数、投射角中心和投射角展宽. 图17展示了具有低能截止幂律能谱的高能束流

电子在$R_{\rm f}=5$的等离子体中所激发波的横($|\overrightarrow{E_\tau}|=|\vec{E}\times\vec{k}/|\vec{k}||$)、纵($|E_l|=|\vec{E}\cdot\vec{k}/|\vec{k}||$)向电场的能量随时间的演化(注: 图17 (a1)和(a2)分别展示了横向电场不具有和具有快速增长相的事件; 而图17 (a3)中只展示了具有较强的纵向电场激发的事件, 即事件12和15). 图18展示了图17中事件8和11的横向电场$|\overrightarrow{E_\tau}|$在沿$\theta=60^\circ$的色散空间的能量分布(第1、2列, 每幅图中$\omega>0$和$\omega<0$的区域分别用于展示了右、左旋偏振的电磁波)以及左、右旋可逃逸电磁波的能谱$P(\omega)$(第3列, 这里我们简单将满足$\omega>\omega_{\rm pe}$和$|ck/\omega|<1$的电磁波定义为可逃逸电磁波). 图19则通过横向电场$|\overrightarrow{E_\tau}|$在色散空间中的能量分布来展示了具有低能截止幂律能谱的高能束流电子对不同磁化强度的等离子体中电磁波的激发的差别. 这些研究结果显示: 在$R_{\rm f}>1$的强磁化等离子体环境中, 幂律谱高能电子束的低能截止动量$U_{\rm b}$能够显著影响静电波和电磁波的激发优势, 具有较大$U_{\rm b}\sim0.5c$的电子束激发波的模式以静电波为主导, 而当$0.1c<U_{\rm b}<0.5c$时, 其激发的电磁波较强(见图17 (a1)、(a2)、(a3)). 同时, 高能电子束的幂律能谱指数α则会影响被激发电磁波模的增长率和饱和强度(图17 (a1)、(a2)、(a3))、辐射传播方向(见图17 (a)、(b))以及不同波模间的能量分配(见图18). 另外, 高能电子束速度分布的各向异性, 尤其是投射角展宽$\mu_{\rm s}$对辐射电磁波的激发效率具有明显影响: 投射角展宽越窄, 激发辐射电磁波的效率越高(见图17 (a1)、(a2)、(a3)). 针对不同频率比$R_{\rm f}=2.5$、1.0、0.5的模拟研究结果则进一步证实了前面的结论: 在ECME机制起主导作用的强磁化($R_{\rm f}>1$, 见图19第1列)等离子体中, 高能电子束所激发的辐射电磁波的能量远远高于等离子体辐射机制起主导作用的弱磁化($R_{\rm f}<1$, 见图19第3列)等离子体中的辐射电磁波能量.

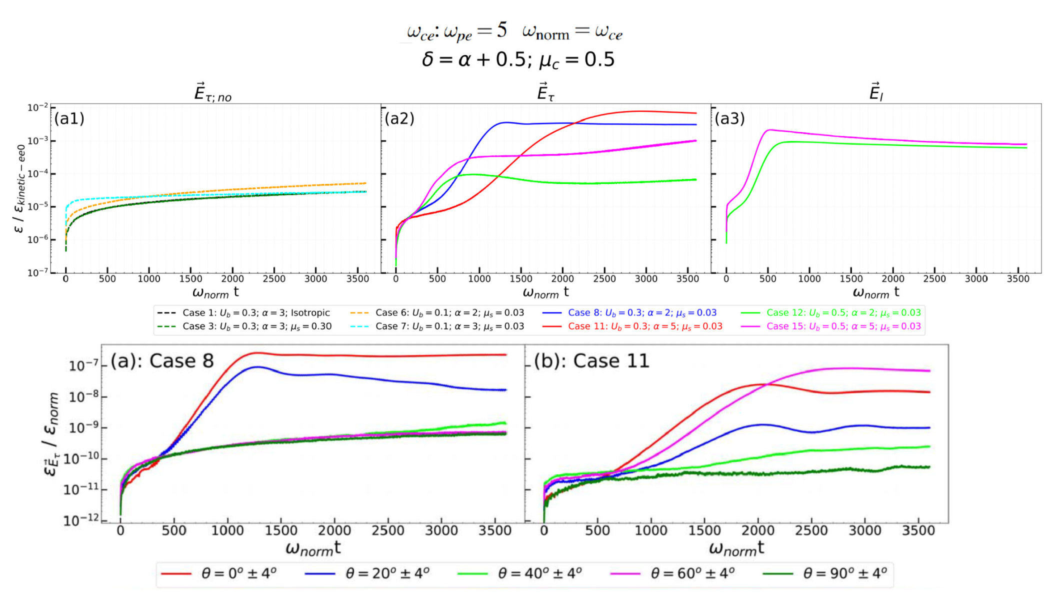


图 17 图(a1)、(a2)、(a3): 具有低能截止幂律能谱的高能束流电子所激发波的横(图(a1)和(a2))、纵(图(a3))向电场的能量随时间的演化. 其中的能量被相应事件中高能束流电子的初始动能$\varepsilon_{\text{kinetic-ee0}}$进行归一化, 且不同颜色的曲线用于区分不同的事件. 图(a)、(b): 分别展示了事件8和11中被激发的沿不同方向传播的横向电场的能量随时间的演化. 磁场的初始能量$\varepsilon_{\rm norm}$被用于其能量的归一化. 该图摘自文献[94].

Fig. 17 Panels (a1), (a2), (a3): energy evolution of the transverse (panels (a1) and (a2)) and the longitudinal (panel (a3)) electric fields of waves excited by energetic cutoff power-law beam electrons, where energies are normalized by the initial kinetic energy of the energetic cutoff power-law electrons $\varepsilon_{\text{kinetic-ee0}}$ in corresponding case. Different colors in each panels are used to distinguish different cases. Panels (a), (b): energy evolution of transverse electric field propagating along different angle bins in Cases 8 and 11, respectively, which are normalized by the initial magnetic field energy $\varepsilon_{\rm norm}$. See Ref. [94] for the original plots.

图 18 (1)、(2)列: 事件8和11中横向电场$|\overrightarrow{E_\tau}|$在沿$\theta = 60°$的色散空间的能量分布. 不同的列对应不同的时段. 在$\omega > 0$的区域, 由低频到高频分别叠加展示了冷等离子体中哨声模(灰色点线)、Z模(灰色虚线)以及X模(灰色虚-点-点线)的色散曲线. O模(灰色虚-点线)的色散曲线则展示于$\omega < 0$的区域. 所有的图共享同一颜色代码. (3)列: 展示了左、右旋可逃逸电磁波的能谱$P(\omega)$, 在不同ω区域中不同颜色的实线用于区分正($k > 0$)、反($k < 0$)向传播的电磁波. 为了对比同向传播的左、右旋可逃逸电磁波的能量的大小, 右旋可逃逸电磁波的能谱$P(\omega > 0)$(被镜像)也展示于$\omega < 0$的区域(见绿色、黑色的虚线). 该图摘自文献[94].

Fig. 18 Columns (1), (2): energy distribution of transverse electric field $|\overrightarrow{E_\tau}|$ in dispersion space along direction $\theta = 60°$ of Cases 8 (column 1) and 11 (column 2) over different time periods. In the $\omega > 0$ regions, from low to high frequency, the overplotted lines are the dispersion curve of the whistler (gray dotted line), Z (gray dashed line), and X (gray dash-dot-dotted line) modes in the magnetized cold-plasma limit, respectively. The dispersion curve of the O mode (gray dash-dotted line) is present in the $\omega < 0$ regions. The color-bar codes of each panel are the same. Column (3): power spectrum $P(\omega)$ of the escaping right- and left-handed polarized waves. Different colored solid lines in each ω region are used to distinguish the forward and backward propagating waves with $k > 0$ and $k < 0$, respectively. $P(\omega > 0)$ of the escaping right-handed polarized waves are mirrored to the $\omega < 0$ region, shown by the green and black dashed lines, for a direct comparison for the energies of the escaping right- and left-handed polarized waves propagating along the same direction. See Ref. [94] for the original plots.

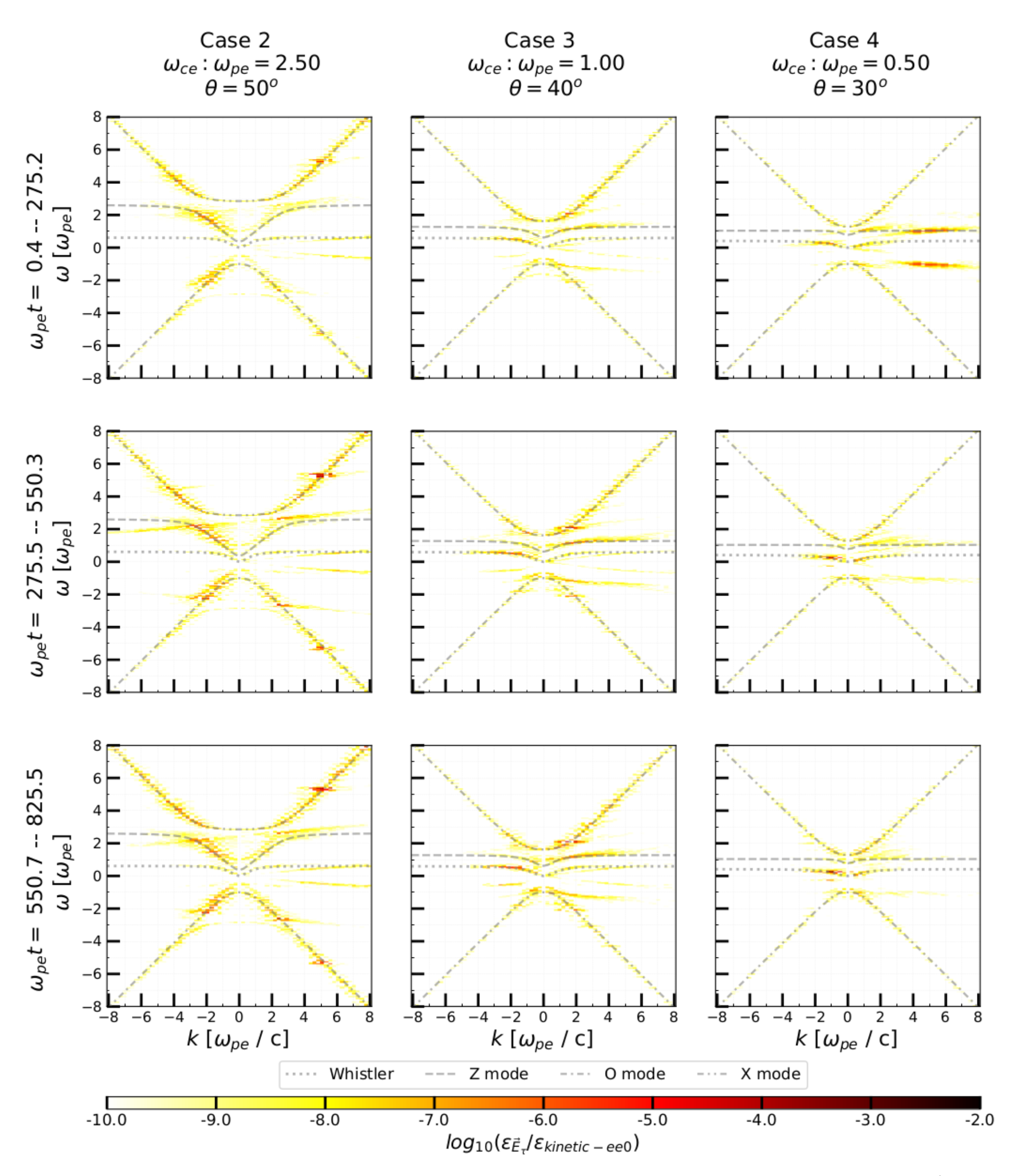


图 19 在不同磁化强度的等离子体($R_{\rm f}=2.5,1,0.5$)中, 被具有低能截止幂律能谱的高能束流电子所激发的横向电场$|\overrightarrow{E_\tau}|$在沿不同方向($\theta=50°,40°$以及$30°$)的色散空间中的能量($\varepsilon_{\overrightarrow{E_\tau}}$)分布. 不同的行对应不同的时段. 每幅图中叠加展示的色散曲线与图18相同. 另外, 所有的图共享同一颜色代码. 该图摘自文献[95].

Fig. 19 Energy distribution of transverse electric field $|\overrightarrow{E_\tau}|$ (i.e., $\varepsilon_{\overrightarrow{E_\tau}}$), excited by energetic cutoff power-law electrons, in dispersion space along directions $\theta=50°,40°$ and $30°$ in differently magnetized plasmas ($R_{\rm f}=2.5,1,0.5$ shown in different columns), respectively, over different time periods (shown in different rows). The overplotted lines in each panel are the same with those in Fig.18. Additionally, the color-bar codes in each panels are the same. See Ref. [95] for the original plots.

6 总结与讨论

正如Treumann[15]所指出的, 射电辐射机制尤其是相干射电辐射机制, 是天体物理中最复杂的电磁辐射机制. 一方面是由于相干辐射机制的核心过程——等离子体线性或/和非线性不稳定性的激发效率十分敏感地依赖于源区等离子体的各种物理参量. 而迄今为止, 除了像地球极光千米波辐射源区这样极少数卫星能够直接进行实地探测的辐射源区外, 绝大多数空间天体射电辐射源区的物理参量只能通过天文遥测的手段进行间接诊断, 相应的诊断精度远远达不到足以唯一确定辐射机制所需要的精准程度, 因而给辐射机制理论模型的研究带来了很大的不确定性. 另一方面, 相干射电辐射机制的理论研究目前只是在线性理论的研究上相对比较成熟, 线性理论研究虽然能提供许多有价值的启示, 但我们实际观测到的相干射电信号还需经过非线性演化并达到饱和状态的结果. 由于非线性问题在数学处理上仍然存在许多困难, 使得射电辐射波在激发增长和传播阶段所遭遇的各种波模非线性耦合方面的许多问题都还很不明朗, 有待进一步澄清. 而且, 实际观测到的天体相干射电辐射都已远离了其辐射源区, 与线性理论预期的物理特征可能存在显著差异, 这也给天体相干射电辐射机制的物理诊断增加了更大的难度.

针对相干射电辐射机制研究遭遇的上述非线性理论困难, 基于基本的粒子动力学过程的PIC模拟方法为相干射电辐射的理论研究提供了一个很好的研究手段. 本文介绍了近年来已经开展的有关相干射电辐射机制的PIC模拟研究工作及其主要结果. 一个比较一致的结论是高能电子束在$R_{\rm f} > 1$的强磁化等离子体环境中激发产生的辐射电磁波强度远远高于在$R_{\rm f} < 1$的弱磁化等离子体中被激发的辐射电磁波的强度. 在强磁化等离子体中, 相干射电辐射机制由ECME机制主导, 而在弱磁化等离子体中则由等离子体辐射机制主导. 所以, PIC模拟研究的上述结论也意味着: 相比于基于非线性波-波耦合过程的等离子体辐射机制, 基于等离子线性不稳定性激发的ECME机制能够更加有效地激发等离子体中的电磁波辐射. 然而, 不同PIC模拟研究的结果之间也存在一些差异, 这些差异可能是由于相干射电辐射机制本身对很多物理参量都具有比较敏感的依赖性, 如背景等离子体的磁化状态和扰动状态、高能电子束的能量和动量分布等. 因此, 选择的参量范围不同或者分布函数的形式不同都有可能导致得到明显不同的PIC模拟结果.

另外, 虽然相干射电辐射主要由高能电子束激发, 但等离子体集体相互作用的本质特征使得背景电子和离子也必然会“积极”参与各种波模激发及其非线性耦合的微观动力学过程, 这就要求PIC模拟必须要同时包括电子和离子的全粒子PIC模拟. 由于离子和电子在微观动力学特征尺度方面存在量级上的极大差异, 一方面使得相关PIC模拟的计算量显著增加, 另一方面也会带来数值误差快速累积的风险. 所以, 一个成功的PIC模拟研究需要在模拟计算精度和有限计算资源之间寻求一个适当的平衡. 从现有的PIC模拟研究工作来看, 也确实存在一些需要进一步改进的空间: 例如, 模拟区域所采用的边界条件. 有关的模拟研究已经证明, 不同的边界条件会导致不同的运算结果[80], 如何设计一个合适的边界条件, 是进行PIC模拟研究必须认真考虑的重要问题. 另一个值得注意的问题是高能电子束所携带的初始电流的中性化问题[72], 如果不适当处理, 模拟空间中将出现一个强的净电流, 该电流有可能引起某些波模, 尤其是静电波模的非物理增长, 甚至导致模拟结果严重失真. 此外, 现有的PIC模拟研究主要是对相干射电辐射源区有关物理过程的再现, 而实际观测到的射电辐射则是在经过了一系列传播动力学过程后才到达观测者的, 在这个漫长的传播过程中电磁波可能要经历诸如反射、折射、吸收、法拉第旋转等诸多物理过程的扰动和转变. 因此, 为了能够将实际观测结果与理论预期进行更好的对比、诊断, 我们也需要对相干射电辐射在行星际或星际空间的传播过程进行相应的PIC模拟研究[96–98].

目前, 空间等离子体中相干射电辐射机制的PIC模拟研究还处在一个初始的发展阶段, 随着模拟程序的不断改进和计算能力的持续提升, 我们相信这一研究领域会有更多、更好的研究结果值得期待.

参 考 文 献

[1] Dulk G A. ARA&A, 1985, 23: 169
[2] Melrose D B. ARA&A, 1991, 29: 31
[3] Melrose D B. RvMPP, 2017, 1: 5
[4] Ginzburg V L, Zhelezniakov V V. SvA, 1958, 2: 653
[5] Twiss R Q. AuJPh, 1958, 11: 564
[6] Gaponov A V. IzVUZ, 1959, 2: 450
[7] Schneider J. PhRvL, 1959, 2: 504
[8] Gary S P. Theory of Space Plasma Microinstabilities. Cambridge: Cambridge University Press, 1993
[9] Lin R P, Potter D W, Gurnett D A, et al. ApJ, 1981, 251: 364
[10] Cairns I H, Robinson P A. GeoRL, 1995, 22: 3437
[11] Robinson P A, Cairns I H, Gurnett D A. ApJ, 1992, 387: L101
[12] Robinson P A, Cairns I H, Gurnett D A. ApJ, 1993, 407: 790
[13] Cairns I H, Robinson P A. ApJ, 1998, 509: 471
[14] Wu C S, Lee L C. ApJ, 1979, 230: 621
[15] Treumann R A. A&ARv, 2006, 13: 229
[16] Zhao G Q, Wu D J, Chen L, et al. Ap&SS, 2015, 357: 78
[17] Chen L, Wu D J, Zhao G Q, et al. JGRA, 2017, 122: 35
[18] Melrose D B. Instabilities in Space and Laboratory Plasmas. Cambridge: Cambridge University Press, 1986
[19] Stix T H. Waves in Plasmas. New York: AIP Press, 1992
[20] Benz A. Plasma Astrophysics. 2nd ed. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 2002
[21] Pritchett P L. JGRA, 1984, 89: 8957
[22] Pritchett P L. GeoRL, 1984, 11: 143
[23] Pritchett P L. PhFl, 1986, 29: 2919
[24] Pritchett P L, Strangeway R J. JGRA, 1985, 90: 9650
[25] Pritchett P L, Strangeway R J, Carlson C W, et al. JGRA, 1999, 104: 10317
[26] Zarka P. JGRE, 1998, 103: 20159
[27] Farrell W M, Desch M D, Zarka P. JGRE, 1999, 104: 14025
[28] Zarka P. P&SS, 2007, 55: 598
[29] Wild J P. The Beginnings//McLean D J, Labrum N R. Solar Radiophysics: Studies of Emission from the Sun at Metre Wavelengths. Cambridge: Cambridge University Press, 1985: 3-17
[30] 吴德金, 唐建飞. 电子回旋脉泽辐射的新理论//史建魁, 叶永烜. 空间物理学进展(第7卷). 北京: 科学出版社, 2019: 205-246
[31] Wu C S, Wang C B, Yoon P H, et al. ApJ, 2002, 575: 1094
[32] Wu C S, Reiner M J, Yoon P H, et al. ApJ, 2004, 605: 503
[33] Wu C S, Wang C B, Zhou G C, et al. ApJ, 2005, 621: 1129
[34] Wu C S, Wang, C B, Wu D J, et al. PhPl, 2012, 19: 082902
[35] Zhao G Q, Chen L, Yan Y H, et al. ApJ, 2013, 770: 75
[36] Zhao G Q, Chen L, Wu D J. ApJ, 2013, 779: 31
[37] Zhao G Q, Chen L, Wu D J. ApJ, 2014, 786: 47
[38] Wu D J, Chen L, Zhao G Q, et al. A&A, 2014, 566: A138
[39] Wu D J. PhPl, 2014, 21: 064506
[40] 唐建飞, 吴德金, 赵国清, 等. 天文学报, 2023, 64: 32
[41] Birdsall C K, Langdon A B. Plasma Physics via Computer Simulation. Boca Raton: CRC Press, 1991
[42] Tskhakaya D, Matyash K, Schneider R, et al. CoPP, 2007, 47: 563
[43] Lapenta G. JCoPh, 2012, 231: 795
[44] Vay J L, Godfrey B B. CRMec, 2014, 342: 610
[45] Buneman O. PhRv, 1959, 115: 503
[46] Dawson J. PhFl, 1962, 5: 445
[47] Hockney R W, Eastwood J W. Computer Simulation Using Particles. Boca Raton: CRC Press, 1988
[48] Dawson J M. RvMP, 1983, 55: 403
[49] Winske D, Omidi N. JGRA, 1996, 101: 17287
[50] Pritchett P L. ITPS, 2000, 28: 1976
[51] Verboncoeur J P. PPCF, 2005, 47: A231
[52] Büchner J, Scholer M, Dum C T. Space Plasma Simulation. Berlin Heidelberg: Springer, 2003
[53] Birdsall C K. ITPS, 1991, 19: 65
[54] Kasaba Y, Matsumoto H, Omura Y. JGRA, 2001, 106: 18693
[55] Kliem B, Krüger A, Treumann R A. SoPh, 1992, 140: 149
[56] Zlotnik E Y, Klassen A, Klein K L, et al. A&A, 1998, 331: 1087
[57] Takakura T, Yousef S. SoPh, 1974, 36: 451
[58] Benz A O. NPhS, 1973, 242: 38
[59] Cairns I H. JGRA, 1986, 91: 2975
[60] Rhee T, Ryu C M, Woo M, et al. ApJ, 2009, 694: 618
[61] Zlotnik E I. SvA, 1978, 22: 228
[62] Cairns I H. JGRA, 1988, 93: 858
[63] Yi S M, Yoon P H, Ryu C M. PhPl, 2007, 14: 013301
[64] Yao X, Muñoz P A, Büchner J, et al. JPlPh, 2021, 87: 905870203
[65] Ratcliffe H, Brady C S, Che Rozenan M B, et al. PhPl, 2014, 21: 122104
[66] Lotov K V, Timofeev I V, Mesyats E A, et al. PhPl, 2015, 22: 024502
[67] Umeda T. JGRA, 2010, 115: A01204
[68] Ganse U, Kilian P, Spanier F, et al. ApJ, 2012, 751: 145
[69] Ganse U, Kilian P, Vainio R, et al. SoPh, 2012, 280: 551
[70] Ganse U, Kilian P, Spanier F, et al. A&A, 2014, 564: A15
[71] Thurgood J O, Tsiklauri D. A&A, 2015, 584: A83
[72] Henri P, Sgattoni A, Briand C, et al. JGRA, 2019, 124: 1475
[73] Chen Y, Zhang Z L, Ni S L, et al. ApJ, 2022, 924: L34
[74] Ni S L, Chen Y, Li C Y, et al. ApJ, 2020, 891: L25
[75] Ni S L, Chen Y, Li C Y, et al. PhPl, 2021, 28: 040701

[76] Dory R A, Guest G E, Harris E G. PhRvL, 1965, 14: 131
[77] Benáček J, Karlický M, Yasnov L V. A&A, 2017, 598: A106
[78] Benáček J, Karlický M. A&A, 2018, 611: A60
[79] Benáček J, Karlický M. ApJ, 2019, 881: 21
[80] Pritchett P L. JGRA, 1986, 91: 13569
[81] Pritchett P L, Winglee R M. JGRA, 1989, 94: 129.
[82] Pritchett P L, Strangeway R J, Ergun R E, et al. JGRA, 2002, 107: 1437
[83] Lee K H, Omura Y, Lee L C, et al. PhRvL, 2009, 103: 105101
[84] Lee K H, Omura Y, Lee L C. PhPl, 2011, 18: 092110
[85] Ning H, Chen Y, Ni S L, et al. A&A, 2021, 651: A118
[86] Ning H, Chen Y, Ni S L, et al. ApJ, 2021, 920: L40
[87] Yousefzadeh M, Chen Y, Ning H, et al. ApJ, 2022, 932: 35
[88] Zhou X W, Muñoz P A, Büchner J, et al. ApJ, 2020, 891: 92
[89] Fleishman G D, Mel′nikov V F. PhyU, 1998, 41: 1157
[90] Blumenthal G R, Gould R J. RvMP, 1970, 42: 237
[91] Rybicki G B, Lightman A P. Radiative Processes in Astrophysics. New York: John Wiley & Sons, Inc., 1979
[92] Wu D J, Tang J F. ApJ, 2008, 677: L125
[93] Tang J F, Wu D J. A&A, 2009, 493: 623
[94] Zhou X W, Muñoz P A, Büchner J, et al. ApJ, 2021, 920: 147
[95] Zhou X W, Wu D J, Chen L. ApJ, 2022, 928: 115
[96] Li B, Cairns I H, Robinson P A. JGRA, 2008, 113: A06104
[97] Li B, Cairns I H, Robinson P A. JGRA, 2008, 113: A06105
[98] Li B, Cairns I H, Robinson P A. JGRA, 2009, 114: A02104

Probing Coherent Radio Radiation Process in Space Plasmas via Full-kinetic Particle-in-Cell (PIC) Simulations

ZHOU Xiao-wei WU De-jin CHEN Ling
(Purple Mountain Observatory, Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210023)

Abstract The radio emission mechanisms, especially the coherent radio emission mechanisms of radio bursts, are one of the most complicated and controversial topics in astrophysics. Due to the complex influence of multiple physical factors, theoretical studies of coherent radio emission mechanisms are very difficult. There has been a constant controversy between the two types of coherent emission mechanisms, i.e., the plasma emission and the electron cyclotron maser emission, for a long time. In recent years, people have been trying to apply the fully-kinetic Particle-in-Cell (PIC) numerical simulations to the study of coherent radio emissions, and have made some positive progress. In addition to reviewing some existing problems and difficulties in this topic, this paper will focus on the research of PIC simulations for the coherent radio emissions from space plasmas and the main progress in recent years.

Key words plasmas, waves, radiation mechanisms: non-thermal, methods: numerical